

ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

473

PHYSIQUE ATOMIQUE ET SPECTROSCOPIE

Exposés publiés sous la direction de

EUGÈNE BLOCH

Professeur à la Sorbonne

28.37

I

RAIES D'ABSORPTION  
DANS LES  
SPECTRES STELLAIRES

PAR

M. P. LACROUTE



PARIS

HERMANN & C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

6, Rue de la Sorbonne, 6

1937



# ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

PUBLIÉES SOUS LA DIRECTION DE MM.



**René AUDUBERT**  
Directeur de Laboratoire à l'Ecole  
des Hautes Etudes  
**ÉLECTROCHIMIE THÉORIQUE**

**J. P. BECQUEREL**  
Professeur au Museum d'Histoire Naturelle  
**OPTIQUE ET MAGNÉTISME**  
**AUX TRÈS BASSES TEMPÉRATURES**

**G. BERTRAND**  
Membre de l'Institut  
Professeur à l'Institut Pasteur  
**CHIMIE BIOLOGIQUE**

**L. BLARINGHEM**  
Membre de l'Institut  
Professeur à la Sorbonne  
**BIOLOGIE VÉGÉTALE**

**Georges BOHN**  
Professeur à la Faculté des Sciences  
**ZOOLOGIE EXPÉRIMENTALE**

**J. BORDET**  
Prix Nobel  
Directeur de l'Institut Pasteur de Bruxelles  
**MICROBIOLOGIE**

**J. BOSLER**  
Directeur de l'Observatoire de Marseille  
**ASTROPHYSIQUE**

**Léon BRILLOUIN**  
Professeur au Collège de France  
**THÉORIE DES QUANTA**

**Louis de BROGLIE**  
Membre de l'Institut  
Professeur à la Sorbonne  
Prix Nobel de Physique  
**I. PHYSIQUE THÉORIQUE**  
**II. PHILOSOPHIE DES SCIENCES**

**Maurice de BROGLIE**  
De l'Académie Française  
et de l'Académie des Sciences  
**PHYSIQUE ATOMIQUE**  
**EXPÉRIMENTALE**

**D. CABRERA**  
Directeur de l'Institut de Physique et Chimie  
de Madrid  
**EXPOSÉS SUR LA THÉORIE**  
**DE LA MATIÈRE**

**E. CARTAN**  
Membre de l'Institut  
Professeur à la Sorbonne  
**GÉOMÉTRIE**

**M. CAULLERY**  
Membre de l'Académie des Sciences  
Professeur à la Faculté des Sciences  
**BIOLOGIE GÉNÉRALE**

**L. CAYEUX**  
Membre de l'Institut  
Professeur au Collège de France  
**GÉOLOGIE**

**A. COTTON**  
Membre de l'Institut  
Professeur à la Sorbonne  
**MAGNÉTO-OPTIQUE**

**Mme Pierre CURIE**  
Professeur à la Sorbonne  
Prix Nobel de Physique  
Prix Nobel de Chimie  
**RADIOACTIVITÉ**  
**ET PHYSIQUE NUCLÉAIRE**

**Véra DANTCHAKOFF**  
Ancien Professeur à l'Université Columbia  
(New-York)  
Organisateur de l'Institut  
de Morphogenèse Expérimentale  
(Moscou Ostankino)  
**LA CELLULE GERMINALE**  
**DANS L'ONTOGENÈSE ET L'ÉVOLUTION**

**E. DARMOIS**  
Professeur à la Sorbonne  
**CHIMIE-PHYSIQUE**

**K. K. DARROW**  
Bell Telephone Laboratories  
**CONDUCTIBILITÉS DANS LES GAZ**

**Arnaud DENJOY**  
Professeur à la Sorbonne  
**THÉORIE DES FONCTIONS**  
**DE VARIABLE RÉELLE**

**J. DUESBERG**  
Recteur de l'Université de Liège  
**BIOLOGIE GÉNÉRALE**  
**EN RAPPORT AVEC LA CYTOLOGIE**

**CATALOGUE SPÉCIAL SUR DEMANDE**



B. S. Mhawally



ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

473

PHYSIQUE ATOMIQUE ET SPECTROSCOPIE

Exposés publiés sous la direction de

EUGÈNE BLOCH

Professeur à la Sorbonne

I

RAIES D'ABSORPTION

DANS LES

SPECTRES STELLAIRES

PAR

M. P. LACROUTE



PARIS

HERMANN & C<sup>ie</sup>, ÉDITEURS

6, Rue de la Sorbonne, 6

—  
1937

Tous droits de traduction, de reproduction et d'adaptation  
réservés pour tous pays.

COPYRIGHT 1936 BY LIBRAIRIE SCIENTIFIQUE HERMANN ET C<sup>ie</sup>,  
PARIS.



## PRÉFACE

---

L'ÉTUDE des spectres stellaires est un des problèmes les plus importants, et aussi les plus difficiles, de l'astrophysique. Les progrès accomplis dans ce domaine ont contribué dans une large mesure à préciser nos idées sur la structure et sur l'évolution de l'univers. Or ces progrès résultent non seulement des observations de plus en plus complètes des astrophysiciens proprement dits, mais aussi des efforts expérimentaux accomplis dans les laboratoires de physique et de l'interprétation des résultats dans les théories électroniques et quantiques. Pour en donner une idée correcte il fallait donc un auteur alliant à la science de l'astrophysique une connaissance approfondie de la spectroscopie moderne, tant théorique que pratique. M. Lacroute était particulièrement désigné pour cette tâche par ses travaux antérieurs et il me paraît s'en être parfaitement acquitté.

Il va sans dire que la question qu'il traite est encore, à l'heure actuelle, en pleine évolution. Les hypothèses trop nombreuses qui sont indispensables à l'interprétation des observations n'arrivent pas à éclairer toutes les obscurités, ni à lever toutes les incertitudes. De plus, la complication et la variété des causes capables d'influencer les raies d'absorption des spectres stellaires sont telles, qu'il reste extrêmement malaisé de démêler le rôle exact de chacune d'elles. L'effort de classification et de systématisation accompli par M. Lacroute ne représente donc, à coup sûr, qu'une première étape, et devra être repris dans l'avenir. Tous les lecteurs lui seront cependant reconnaissants de nous



avoir donné, pour la première fois en langue française, un exposé qui soutient avantageusement la comparaison avec ceux qui ont paru jusqu'à ce jour à l'étranger, et qui, par sa documentation parfaitement à jour, constitue un excellent instrument de travail et de recherche.

Eugène BLOCH.





## INTRODUCTION

---

La lumière qui vient des étoiles donne des spectres composés par un fond continu lumineux sur lequel se détachent en noir des raies d'absorption et en clair des raies d'émission. C'est l'interprétation de ces spectres qui est à l'origine de nos connaissances sur la constitution des étoiles et sur les conditions physiques qui règnent dans leurs atmosphères.

Les spectres observés présentent des aspects très différents d'une étoile à une autre aussi bien en ce qui concerne la répartition de l'intensité dans le fond continu qu'en ce qui concerne les longueurs d'onde, les intensités et les formes des raies d'absorption ou d'émission. Les longueurs d'onde des raies indiquent quels sont les éléments qui les produisent. Pour mettre de l'ordre on a classé les spectres ; il a été possible de les classer en une suite continue, au moins en première approximation.

Les étoiles O ont des raies d'absorption et d'émission d'atomes fort ionisés, surtout He II. Les classes suivantes ont en général moins de raies d'émission. Dans les étoiles B il y a prépondérance des raies de l'hélium neutre, de l'azote N II et de l'oxygène O II. Les étoiles A sont les étoiles à hydrogène ; on trouve les raies de la série de Balmer dans tous les spectres, mais elles ont dans le type A une importance plus grande que dans les autres types. Dans les étoiles F ce sont les raies du calcium Ca II qui sont les plus intenses, il y a aussi beaucoup d'autres raies d'atomes métalliques ionisés. Les étoiles G ont une proportion de raies d'atomes neutres plus grande, le soleil est de type G. Les étoiles K ont peu de raies d'atomes ionisés, les bandes de l'oxyde de titane apparaissent et les raies du calcium neutre sont les plus intenses. Dans les étoiles M l'importance du calcium diminue et celle des bandes augmente. Les étoiles de type N, R et S montrent surtout des bandes, bandes des hydrocarbures, du cyanogène, de l'oxyde

de zirconium. On a divisé les classes en sous-classes numérotées de 0 à 9 ; on constate le passage progressif d'un type à un autre en observant différents spectres.

L'étude de la répartition de l'intensité du fond continu et de la nature des raies absorbées ou émises montre que les étoiles des premiers types sont les plus chaudes. La classification est basée sur des changements d'aspect liés à des changements de température. On a été conduit à penser que les changements de température suffisaient à expliquer les différences spectrales, la composition des étoiles étant à peu près la même pour toutes. Il semble actuellement que l'identité de composition ne soit pas parfaite, mais les plus grandes différences sont causées par des différences de température. Le tableau I reproduit une liste de types spectraux avec les températures approchées qu'on a été conduit à attribuer aux étoiles de chaque type.

On observe dans les spectres de même type des différences en dehors des caractères utilisés pour la classification. Certaines de ces différences permettent de diviser les étoiles à partir du type A en deux grandes séries, la séquence principale des étoiles naines et la séquence des géantes. Les géantes ont une luminosité ou grandeur absolue beaucoup plus forte que les naines de même type. Dans chaque série les grandeurs absolues sont groupées autour d'une valeur moyenne. Les deux séquences sont nettement séparées et on a été conduit à attribuer aux étoiles de même type des températures plus grandes pour les géantes que pour les naines (Tableau I). On a aussi trouvé une série de supergéantes avec les caractères des géantes, mais accentuées, et des étoiles très naines et très chaudes, les nains blancs.

TABLEAU I

0	36000	
B <sub>0</sub>	26000	géantes
B <sub>5</sub>	15000	
A <sub>0</sub>	10500	
F <sub>0</sub>	7000	7500
G <sub>0</sub>	5600	6200
K <sub>0</sub>	3500	4000
M <sub>0</sub>	2500	3000

Les étoiles sont composées par des gaz à forte température. Dès qu'on s'enfonce un peu à l'intérieur la pression augmente très vite, l'atmosphère devient un fluide dense qui émet et absorbe le spectre continu du corps noir. La lumière émise par les parties centrales est absorbée avant d'atteindre la surface de la zone où la matière acquiert les propriétés du corps noir ; on appelle cette zone la photosphère, c'est celle qui émet le spectre continu et aucune lumière ne nous parvient des couches plus profondes. Au-dessus de la photosphère la couche renversante moins dense a les propriétés des gaz, elle absorbe et émet certaines fréquences, c'est elle qui produit les raies. L'étude des spectres ne donne des renseignements directs que sur une faible partie de l'étoile, la surface. Le rayon du soleil est de 700.000 km., on admet que la couche renversante a une épaisseur de 1.000 km. et la photosphère 100 km. au plus.

On a commencé par mesurer la longueur d'onde des raies. On a pu ainsi identifier les éléments qui les produisent et obtenir des renseignements sur la composition et la température des atmosphères stellaires. L'étude de la forme des raies a été abordée plus récemment. Les observations sont délicates et les théories simples sont insuffisantes pour expliquer ce qu'on observe. Cette étude a considérablement amélioré nos connaissances.

On examinera dans cet exposé quelles sont les idées actuelles sur la formation des raies d'absorption et dans quelle mesure ces idées permettent de comprendre les résultats des observations. Seuls les phénomènes généraux seront étudiés. On n'examinera pas les phénomènes particuliers aux raies solaire ; ainsi on n'étudiera pas les mouvements de l'atmosphère solaires, les taches, l'effet Zeeman, la variation de forme des raies entre le centre et le bord du disque, mais on tiendra compte des résultats acquis par ces études lorsque ce sera nécessaire. Les questions relatives aux étoiles doubles, superpositions de spectres, déplacements relatifs, occultations seront laissés de côté. L'étude générale des raies d'émission dans les nébuleuses et les étoiles à raies brillantes ne sera pas entreprise, cependant à la fin du chapitre V on aura l'occasion d'aborder la question de l'émission. On ne parlera pas des étoiles variables, des céphéides et des novae. La question des spectres de bandes a déjà été traitée dans un volume de cette collection, on n'y reviendra pas. Tout ce qui sera dit sur



la forme des raies faibles s'adapte immédiatement aux raies de bandes lorsqu'elles sont séparées.

Le chapitre I indiquera les phénomènes qui se passent dans un élément d'atmosphère stellaire. Seuls les phénomènes qui actuellement semblent intéresser la formation des raies seront envisagés. C'est le rapprochement des observations, des expériences de laboratoire et des calculs théoriques qui nous permet de nous faire une idée un peu précise de ces phénomènes et de les évaluer.

Au cours du chapitre II, qui résume les principales théories, on indiquera les méthodes qui servent à déterminer l'effet global d'une atmosphère stellaire connaissant les propriétés de chaque élément d'atmosphère.

Les chapitres suivants serviront à confronter les résultats théoriques avec les observations, chacun traitera un aspect différent du problème de la forme des raies ; largeur, forme des raies fortes, forme des raies faibles, intensité totale, effet Stark, rotation des étoiles.

**Étude expérimentale de la forme des raies.** — On ne parlera pas, en détail, des procédés d'observations, cependant quelques indications sont nécessaires pour montrer la difficulté des observations et le degré de précision des résultats.

L'étude de la forme des raies exige des spectres obtenus avec un grand pouvoir séparateur et une forte dispersion. Sauf dans le cas du soleil qui est en dehors de cet exposé, nous recevons peu de lumière, ce qui limite la dispersion qu'on peut employer. Les propriétés des plaques limitent le pouvoir séparateur lorsque la dispersion est faible. On ne peut étudier les détails de forme que sur les étoiles les plus brillantes. En ce qui concerne les autres étoiles on doit se contenter de spectres peu dispersés et les résultats sont peu précis. On emploie les grands télescopes pour accumuler la lumière, des spectrographes à 1, 2 ou 3 prismes en verre ou quartz. La découverte de plaques sensibles dans le rouge et l'infra-rouge, l'aluminisation des miroirs ont étendu récemment dans les deux sens la gamme de longueur d'onde utilisable. L'observation est exclusivement photographique et les poses sont longues. Il est nécessaire de calorifuger le spectrographe ou de maintenir sa température constante avec un thermostat.



Les clichés pris avec des spectrographes sans fentes ou au prisme-objectif permettent de classer les spectres mais ne servent pas pour étudier avec précision la forme des raies.

L'absorption d'une raie pour une longueur d'onde donnée  $\lambda$  est caractérisée par l'intensité restante  $r$ , rapport de l'intensité reçue à celle du fond continu au voisinage de la raie. C'est la fonction  $r(\lambda)$  qui définit la forme, ou profil, ou contour de la raie. Le dépouillement des clichés exige que chaque plaque soit étalonnée pour chaque longueur d'onde. L'étalonnage s'effectue à l'aide de procédés très variés. On prend à côté du spectre stellaire une série de spectres continus dont le rapport des éclairéments est connu. On réalise un rapport d'éclairement connu soit avec une fente à échelon, soit avec des diaphragmes judicieusement placés, soit avec des coins absorbants, soit avec des nicols. On se sert quelquefois de spectres de raies dont les intensités relatives sont bien connues. Un microphotomètre à pile thermoélectrique ou à cellule photoélectrique sert à mesurer ou à enregistrer les densités en chaque point. Il est nécessaire que les spectres aient une certaine largeur pour que les densités aient un sens. Souvent on dérègle légèrement le mouvement équatorial et on guide seulement en déclinaison ; le procédé n'est pas correct parce que le temps de pose en chaque point est mal défini. Il est plus correct d'élargir en créant un astigmatisme convenable.

Les résultats bruts ainsi obtenus doivent encore subir certaines corrections.

Il est indispensable de tenir compte de l'absorption atmosphérique qui modifie la répartition générale de l'intensité et ajoute des raies d'absorption telluriques aux raies stellaires. On peut déterminer des corrections pour tenir compte du pouvoir séparateur du spectrographe et de l'étalement photographique ; ces corrections perdent toute valeur quand elles deviennent trop grandes et on doit renoncer à atteindre des détails inférieurs au pouvoir séparateur linéaire. Quand on étudie des intensités restantes faibles, au centre des raies, la lumière diffusée dans le spectrographe est loin d'être négligeable, on doit en tenir compte et, si possible, l'éliminer en partie à l'aide d'un monochromateur placé avant la fente. La difficulté des mesures est encore accrue par le recouvrement des raies voisines ; dans certains spectres on a de la peine à trouver un élément de fond continu sans raie.

Dans les cas les plus favorables les mesures se font à 2 % près de l'intensité du fond continu. Le plus souvent la précision est beaucoup moins bonne. Beaucoup de mesures anciennes ont été effectuées sans prendre les précautions photométriques nécessaires.

La bibliographie placée à la fin est loin d'être complète. On s'est borné à citer les références de quelques articles sur chaque question.

Les notations employées par chaque auteur sont différentes. On a adopté un système homogène au cours de cet exposé, la signification des termes est indiquée après la bibliographie.

---

## CHAPITRE PREMIER

### PHÉNOMÈNES D'ÉCHANGES DANS LES ATMOSPHÈRES STELLAIRES

La source de nos connaissances sur les atmosphères stellaires est l'interprétation des observations, mais cette interprétation a été guidée par les expériences physiques que nous avons accomplies sur la terre, et le progrès de nos expériences a été aussi utile à cet égard que le progrès des observations.

L'atmosphère des étoiles est constituée par des atomes et des électrons en mouvement rapide, elle est traversée par la lumière émise en tout sens par l'atmosphère même, surtout par les couches les plus profondes, plus denses et plus chaudes. Les échanges d'énergie entre radiations, atomes et électrons doivent permettre de comprendre la composition spectrale et l'intensité de la lumière qui sort des étoiles. Ces échanges sont de plusieurs sortes ; entre atomes et radiations il y a des absorptions et émissions continues et monochromatiques ; entre électrons et radiations des absorptions et émissions continues ; entre atomes et atomes, ou atomes et électrons des excitations et des désexcitations par chocs ; enfin les photoionisations et les recombinaisons d'ions font intervenir en même temps atomes, électrons et radiations.

Avant de passer à l'étude de tous ces phénomènes, remarquons qu'en se déplaçant vers l'intérieur d'une étoile on traverse des couches soumises à des pressions de plus en plus fortes, donc de plus en plus denses. Dans ces conditions les atomes sont soumis à des influences mutuelles intenses et subissent des chocs très fréquents. La matière devient complètement opaque pour toutes les radiations et ses propriétés optiques se rapprochent de celles d'un solide. Le rayonnement en équilibre avec le milieu est alors celui du corps noir à la température  $T$  de l'atmosphère. La densité

d'énergie  $E(\nu, T)$  pour chaque fréquence est donc donnée par la formule de Planck :

$$E(\nu, T) = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}.$$

Nous verrons plus en détail page 38 à quelle profondeur le rayonnement en équilibre avec la matière devient sensiblement celui du corps noir.

### ABSORPTIONS ET ÉMISSIONS CONTINUES

Il y a deux types d'absorptions et d'émissions continues.

**Échange entre électrons et radiations.** — Quand un électron libre et un atome ionisé se choquent en présence de radiations lumineuses, l'électron libre peut acquérir de l'énergie cinétique au dépens d'un quantum qu'il absorbe. Cet échange se produit sans changement de l'état énergétique de l'ion qui n'agit que par sa présence. On sait calculer la valeur numérique de la probabilité d'absorption d'une fréquence  $\nu$  par un électron en présence d'un noyau positif ; Kramers (1) calcule cette probabilité à l'aide du principe de correspondance, Gaunt (2) et Sugiura (3) par la mécanique quantique calculent dans des cas particuliers un facteur de correction  $g$  qu'il convient d'apporter à la formule de Kramers. Menzel et Pekeris (89) ont récemment calculé ce facteur  $g$  complètement dans le cas de l'hydrogène. En ce qui concerne les autres atomes on est beaucoup moins bien renseigné.

Nous retiendrons simplement que la probabilité d'absorption est proportionnelle à  $PT^{-\frac{3}{2}}\nu^{-3}$  où  $P$  représente la pression électronique,  $T$  la température absolue et  $\nu$  la fréquence.

Le processus inverse existe également. Il peut y avoir émission d'une radiation de fréquence  $\nu$  quelconque au cours du choc entre un atome ionisé et un électron aux dépens exclusifs de l'énergie cinétique de l'électron. Si l'atmosphère était en équilibre thermodynamique cette émission et cette absorption se compenseraient. L'émission continue produirait pour chaque fréquence un nombre de quanta égal à celui que l'absorption



continue enlève au rayonnement dont la densité d'énergie  $E(\nu, T)$  est celle du corps noir à la température de l'atmosphère. Le coefficient d'émission est donc proportionnel à :

$$PT^{-\frac{3}{2}}\nu^{-3}E(\nu, T) = PT^{-\frac{3}{2}} \cdot \frac{8\pi h}{c^3} \left[ e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1 \right]^{-1}.$$

S'il n'y a pas équilibre thermodynamique, on admet que la formule ainsi obtenue est encore valable en adoptant la pression électronique  $P$  et la température cinétique  $T$  qui règnent dans l'atmosphère au point considéré.

Dans un mélange de gaz, il faut faire la somme des effets de tous les ions positifs, qui peuvent se distinguer par leur nature, mais interviennent seulement par leur nombre. L'importance des phénomènes croît avec l'ionisation du mélange.

Les mêmes phénomènes se produisent aussi bien en présence d'atomes neutres qu'en présence d'ions, mais l'intensité est bien moindre et en général négligeable. Le calcul a été fait dans le cas de l'hydrogène (89), il faut tenir compte de ce phénomène un peu dans les naines froides et surtout dans les nains blancs.

**Photoionisation des atomes et recombinaison des ions.** — Il existe aussi une absorption continue par photoionisation des atomes. Un atome ou un ion dans un état énergétique donné absorbent les radiations de fréquences  $\nu$  supérieures à la fréquence  $\nu_0$  juste suffisante pour les ioniser. L'excès d'énergie est converti en énergie cinétique. En assimilant l'atome à un atome hydrogénoïde dont la fréquence  $\nu_0$  soit la même, on sait calculer pour un atome dans un état quelconque la probabilité d'absorption d'une fréquence  $\nu$  ; elle est proportionnelle à  $\nu^{-3}$  (Voir par exemple 90). A chaque état énergétique de l'atome neutre ou ionisé correspond une bande d'absorption dégradée vers le violet, à arête vive, pour la fréquence  $\nu_0$ . Ces probabilités d'absorptions ne dépendent pas de la température, ni de la pression électronique, ce sont des propriétés atomiques.

L'absorption d'un élément est obtenue en ajoutant toutes les bandes de cet élément après les avoir affectées d'un poids correspondant à la proportion des atomes qui sont dans chaque état énergétique. La température intervient alors en modifiant la répartition. S'il y a équilibre thermodynamique, la répartition est

celle de Boltzmann, sinon on adopte une répartition probable (p. 16), ce qui est très délicat.

L'absorption de l'atmosphère complexe est la somme de l'absorption due à tous les éléments, compte tenu de leurs concentrations.

Liée à cette absorption il existe une émission continue accompagnant la recombinaison des ions et des électrons. Si l'atmosphère est en équilibre thermodynamique, l'émission par recombinaison doit compenser exactement l'absorption par photoionisation s'exerçant sur des radiations dont la densité d'énergie est celle du corps noir. On en déduit la valeur du coefficient d'émission.

S'il n'y a pas équilibre thermodynamique on adopte pour exprimer l'émission dans chaque bande la même formule, mais en utilisant comme température, la température cinétique de l'atmosphère. On tient compte du poids des bandes en utilisant la répartition probable des atomes dans les états énergétiques.

Le calcul effectué en assimilant l'atome à un atome hydrogénoïde n'est pas strictement correct (91). Dans certains cas, celui du sodium par exemple, il est possible de calculer par la mécanique quantique les probabilités d'absorption et d'émission continues, les résultats sont alors 5 fois plus petits. Jusqu'ici faute de mieux on s'est contenté d'appliquer la formule qui convient aux atomes hydrogénoïdes.

**Ionisation des atmosphères stellaires.** — Les coefficients d'absorption et d'émission continues dépendent de l'état d'ionisation de chaque élément, de la répartition des atomes dans les états excités et de la pression électronique. Avant de continuer l'étude des phénomènes d'échange il convient d'examiner la question de l'ionisation. Si on admet, ce qui est à peu près exact, que la composition de toutes les étoiles est analogue, l'ionisation et l'excitation, en équilibre thermodynamique, sont fonctions de la pression et de la température seulement.

*Composition des atmosphères stellaires.* — Des calculs basés notamment sur la forme et l'intensité des raies ont permis de déterminer la composition quantitative de l'atmosphère solaire. D'après Russel (4) on peut admettre pour les atomes métalliques les nombres d'atomes relatifs du tableau I. Les potentiels d'ionisation  $V$  figurent sur la 3<sup>e</sup> ligne. Il y aurait 1.000 atomes d'hy-

hydrogène pour chaque atome métallique et quelques centièmes de l'hydrogène en oxygène et hélium. Le potentiel d'ionisation de l'hydrogène est 13,54 volts, celui de l'oxygène est du même ordre et celui de l'hélium 25,3 volts. Les teneurs relatives en atomes métalliques sont assez correctes probablement, mais le rapport de l'hydrogène aux métaux varie dans des proportions très larges suivant les estimations.

TABLEAU I

Elément.....	K	Na	Al	Ca	Cr	Mg	Fe	Si
Nombre.....	50	126	20	40	10	470	126	158
V.....	4,83	5,09	5,95	6,09	6,75	7,61	7,63	8,14

Cette composition comprend seulement les éléments dont la teneur relative est notable et qui peuvent influencer sur l'ionisation de l'ensemble.

**Calcul de l'ionisation.** — En équilibre thermodynamique pour un élément la proportion  $x$  d'atomes ionisés est donnée par la formule de Saha :

$$\frac{x}{1-x} P = \frac{(2\pi m)^{3/2}}{h^3} (kT)^{5/2} e^{-\frac{h\nu_1}{kT}} \frac{2B'}{B}$$

et la répartition des atomes entre les états énergétiques est donnée par la loi de Boltzmann :

$$y_n = \frac{p_n}{B} e^{-\frac{h\nu_n}{kT}} \quad B = \sum p_n e^{-\frac{h\nu_n}{kT}}$$

$h\nu_1$  est l'énergie juste susceptible d'ioniser l'atome à partir de l'état fondamental,  $h\nu_n$  est l'énergie de l'état  $n$  au-dessus du niveau fondamental,  $B$  et  $B'$  sont les fonctions de répartition de l'atome neutre et de l'atome ionisé,  $p_n$  est un poids statistique et  $y_n$  la proportion des atomes qui est dans l'état  $n$ .

La formule de Saha exprime l'équilibre physico-chimique qui existe dans la réaction réversible :



La formule de Saha a été soumise au contrôle de l'expérience, les résultats ne sont pas toujours parfaitement d'accord, ce qui est dû probablement à des difficultés expérimentales. La formule semble avoir été bien vérifiée dans certains cas, par exemple dans le cas du sodium (5). La vérification de la formule de Boltzmann



a été faite très correctement sur les spectres de bandes (6) ; on utilise couramment les variations d'intensité des bandes du cyanogène pour mesurer des températures de flammes. La vérification sur les atomes est correcte également, elle a été faite par exemple sur le néon (7).

En réalité, une atmosphère stellaire n'est jamais en équilibre thermodynamique puisqu'il y a constamment perte de lumière vers l'extérieur. Une couche de cette atmosphère prise isolément reste en équilibre de température et de composition, l'énergie perdue venant de l'intérieur de l'étoile ; mais elle n'est pas cependant en équilibre thermodynamique parce qu'elle est baignée dans des radiations dont la composition spectrale et la densité ne sont pas celles qui correspondent au corps noir à sa température. Il en résulte que chaque couche modifie le rayonnement qui la traverse et a une composition différente de celle qu'elle aurait en équilibre thermodynamique.

Soit  $T$  la température cinétique locale,  $T_1$  la température de la photosphère, on admet souvent que les couches extérieures sont baignées par les radiations issues de la photosphère peu modifiées (Voir réserve p. 62). La composition spectrale est alors celle du corps noir à la température  $T_1$ , mais la densité d'énergie est moins grande car le rayonnement ne vient que d'un seul côté, sa dilution est  $W = \frac{1}{2}$ . On adopte quelquefois  $W = \frac{1}{3}$  pour tenir compte de l'absorption générale entre la photosphère et la couche considérée. Si d'un point on voit la photosphère sous un angle solide  $\Omega$  la dilution géométrique est  $W = \Omega/4\pi$ .  $\Omega$  peut être bien plus petit que  $4\pi$  dans le cas d'étoiles à atmosphères très étendues ou dans le cas de la couronne solaire.

La répartition des atomes entre les états énergétiques et leur ionisation sont imposées exclusivement par la composition et la dilution des radiations, si on néglige les chocs comme cela est possible en général (voir p. 30).

La formule de Boltzmann est donc modifiée et il faut y introduire le facteur  $W$ . En ne tenant compte que des transitions à partir de l'état fondamental, les plus nombreuses, il vient :

$$y_n = W \frac{p_n}{B} e^{-\frac{h\nu_n}{kT_1}}$$

$B$  et  $B'$  sont modifiés en conséquence.



La formule de Saha est aussi transformée. Les photoionisations dépendent de la composition et de la densité du rayonnement, c'est-à-dire de  $W$  et  $T_1$ ; les recombinaisons sont fonction de la pression électronique  $P$  et de la température cinétique locale  $T$ , on obtient :

$$\frac{x}{1-x} P = W \left( \frac{T}{T_1} \right)^{3/2} \frac{(2\pi m)^{3/2}}{h^3} (kT_1)^{5/2} e^{-\frac{h\nu_1}{kT_1}} \frac{2B'}{B}.$$

Les fréquences soumises à une absorption monochromatique dans les couches profondes sont beaucoup plus diluées que l'ensemble du fond continu, il en résulte que la teneur en atomes excités par l'absorption de ces fréquences est plus faible que celle calculable par les formules ci-dessus. On verra ce qui en résulte au chapitre IV.

**Valeurs de l'ionisation.** — Russel (4), (8), puis Pannekoek (9), en se basant sur la composition de l'atmosphère solaire, en ad-

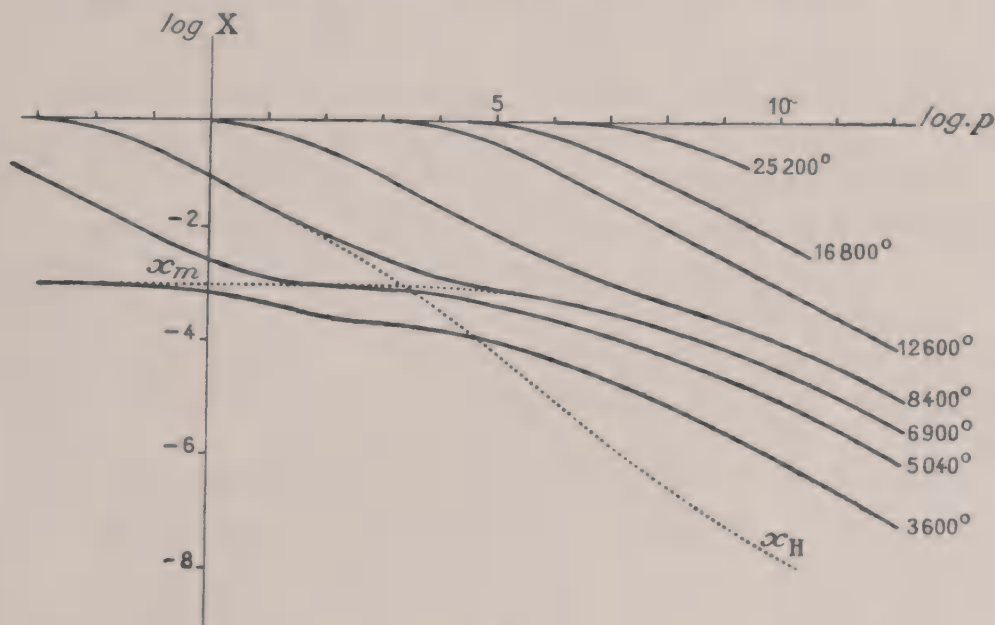


Fig. 1.

mettant que la dilution  $W$  soit la même pour toutes les radiations et que  $T_1 = T\sqrt{2}$ , (voir p. 36), calculent en fonction de la température et de la pression électronique l'ionisation  $X$  des atmosphères, c'est-à-dire le rapport du nombre des électrons libres au nombre des atomes. On en déduit aisément l'ionisation en fonc-

tion de la température et de la pression totale  $p$ , si on le désire, par la relation

$$p = P \frac{(1 + X)}{X}.$$

La figure 1 représente en coordonnées logarithmiques les variations de  $X$  en fonction de  $p$  à différentes températures, telles qu'elles résultent de ces calculs. Afin de montrer les contributions respectives  $x_H$  de l'hydrogène et  $x_m$  des métaux à l'ionisation on a reproduit en traits pointillés pour la température de 6.300° les courbes  $x_H$  et  $x_m$  en fonction de  $p$ . On constate que, à chaque température, aux fortes pressions l'ionisation est due exclusivement aux métaux, puis à pression décroissante l'hydrogène intervient et son influence devient prépondérante. La zone de transition où l'ionisation  $X$  passe de la valeur  $x_m$  à la valeur  $x_H$  est comprise entre  $\log X = -1$  et  $\log X = -3$ . Cependant, aux températures plus élevées que 7.000°, l'influence de l'hydrogène se fait sentir avant même que l'ionisation des métaux soit complète.

**Calculs pratiques et valeurs des coefficients d'absorption continue.** — L'absorption par les électrons libres en présence des atomes ou des ions peut être calculée complètement dans le cas de l'hydrogène et on assimile les autres atomes à des atomes hydrogénoïdes (9) et (89). Cette absorption varie avec la température et avec la longueur d'onde.

L'absorption par photoionisation saute à une valeur plus forte chaque fois qu'on franchit, à longueur d'onde décroissante, une tête de bande puis elle diminue proportionnellement à  $\lambda^3$ . En réalité ces têtes de bandes ne se manifestent pas dans les spectres stellaires sauf celle qui est à la limite de la série de Balmer. Ceci peut s'expliquer par l'influence faible que produit chaque bande sur l'absorption totale ; la proportion de chaque élément est faible et il correspond à chacun de nombreuses bandes. On peut aussi penser que l'absorption monochromatique par les raies qui se pressent vers la limite de chaque série du côté peu absorbant contribue à masquer les sauts brusques. Pannekoek (9) effectue le calcul en tenant compte des bandes des éléments dont les termes sont peu nombreux et bien connus, H, Na, K, Mg et Ca ; il adopte une courbe moyenne faisant disparaître les sauts ainsi obtenus,

sauf les discontinuités dues à l'hydrogène. On ajoute une absorption à variation continue pour exprimer l'absorption des éléments qui, comme le fer, ont des bandes nombreuses et rapprochées.

On obtient le coefficient d'absorption continue globale  $k(\nu)$  fonction de  $p$ ,  $T$  et  $\nu$  en ajoutant les deux types d'absorption. La figure 2 est la reproduction d'une figure de Pannekoek établie pour la longueur d'onde  $4.000 \text{ \AA}$ . Le coefficient  $k(\nu)$  est un coefficient rapporté à l'unité de masse de matière répartie sur l'unité de surface.

Au cours du calcul on peut juger de l'importance relative de chaque élément et de chaque type d'absorption.

Chaque élément contribue aux absorptions par les électrons dans la mesure même où il contribue à l'ionisation  $X$  de l'atmosphère ; à basse température et forte pression ce sont les métaux qui sont importants, à forte température et basse pression c'est surtout l'hydrogène.

L'absorption par les électrons en présence d'atomes neutres joue un rôle important seulement à des pressions fortes et à des températures assez basses. Ces conditions se rencontrent surtout dans les nains blancs.

En ce qui concerne l'absorption par photoionisation ce sont les atomes susceptibles d'être ionisés qui jouent un rôle. Ainsi à basse température les quantas de lumière de fréquences peu élevées sont les plus nombreux, seuls les atomes facilement ionisables et encore peu ionisés entrent en compte, K, puis Na, Ca, Al, Fe, Mg, Si. Quand la température est plus élevée, la proportion de ces atomes déjà ionisée augmente et leur rôle diminue, mais la proportion de quanta de haute fréquence augmente, les atomes difficiles à ioniser comme l'hydrogène, l'oxygène et l'hélium deviennent ionisables et jouent un rôle prépondérant. A très haute température l'hydrogène est presque complètement ionisé et son rôle diminue.

A  $20.000^\circ$  les phénomènes de photoionisations contribuent deux fois plus que les autres à l'absorption dans la région des raies de Balmer. A  $6.300^\circ$  le rapport est de 40, ce qui s'explique par diminution du nombre d'ions positifs et augmentation simultanée du nombre d'atomes ionisables.

Les tables publiées par Pannekoek montrent que dans les étoiles chaudes seul l'hydrogène est à considérer pour l'une comme

pour l'autre absorption. En passant la limite de la série de Balmer à fréquence croissante, pour des pressions de l'ordre de

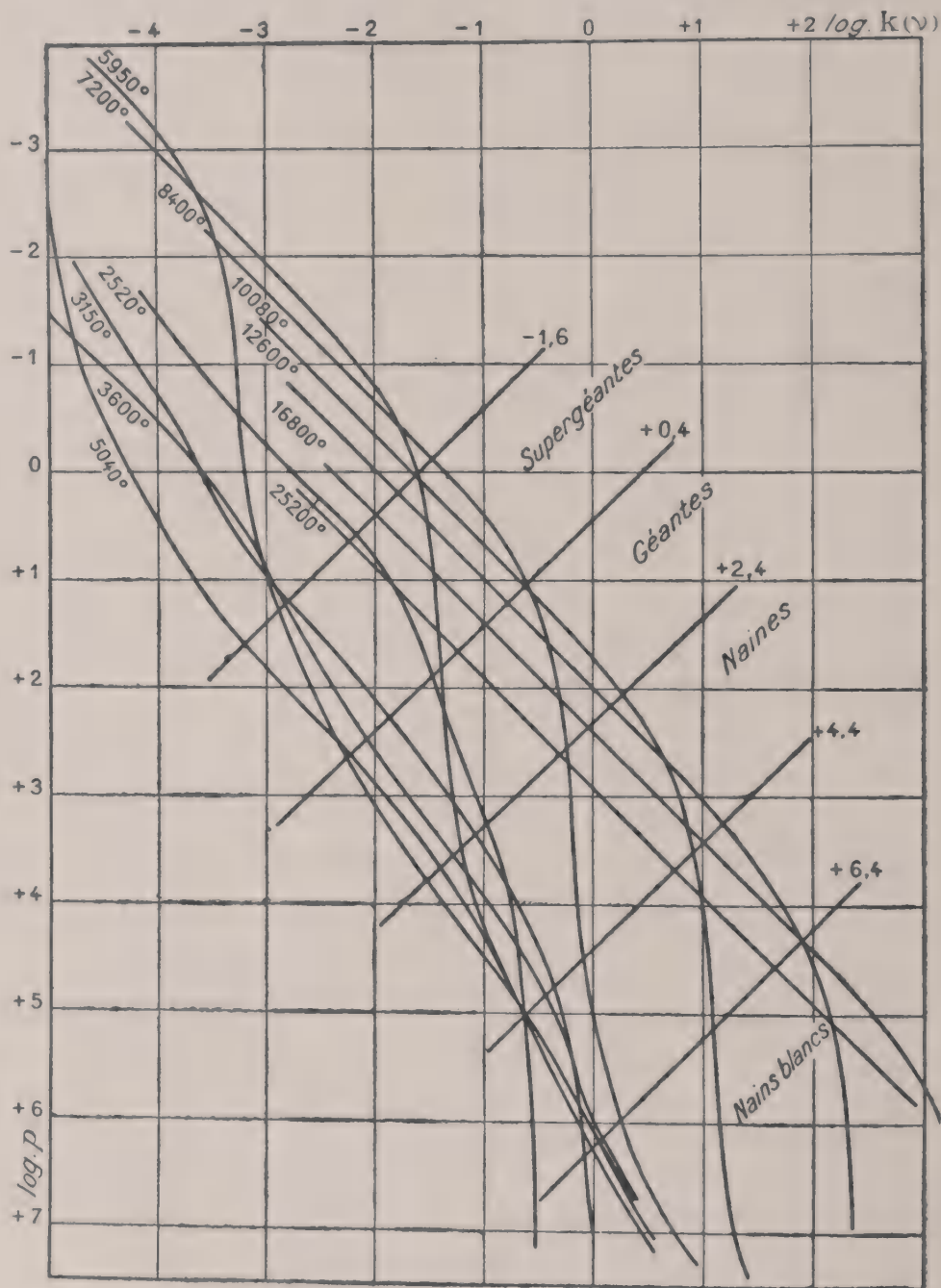


Fig. 2.

celles qui règnent dans les couches renversantes de la séquence principale l'absorption augmente 5 fois à 20.000°, 25 fois à 10.000°, 10 fois à 8.000° et seulement 3 fois à 7.000°. La



discontinuité diminue aux fortes températures parce que le nombre d'atomes d'hydrogène déjà ionisés augmente, elle diminue au-dessous de  $7.000^{\circ}$  parce que le nombre d'atomes d'hydrogène excités au niveau de base des raies de Balmer diminue, et parce que les éléments métalliques ionisables et l'hydrogène neutre entrant en jeu masquent la discontinuité.

Sur la figure 2 on peut suivre à chaque température la variation de  $k(\nu)$  en fonction de  $p$ . Les parties rectilignes où  $k(\nu)$  et  $p$  sont proportionnels correspondent au cas où seul l'hydrogène joue un rôle et où l'ionisation est presque complète ; on montre que les deux types d'absorption sont proportionnels à  $X \cdot P$  donc à  $p$ . Certaines indications notées sur cette figure seront expliquées page 39.

**Coefficient moyen d'absorption.** — Négligeons d'abord l'absorption et l'émission monochromatique. Soit  $H$  le flux d'énergie total qui sort de l'étoile par unité de surface, il est le même à travers toutes les couches de rayons voisins. La différence de température entre deux couches est telle que la différence d'émission compense exactement l'absorption subie par le flux. Soit  $\xi$  la profondeur définie par  $d\xi = \rho dh$  ( $\rho$  = masse spécifique). En admettant que dans chaque couche le rayonnement monochromatique en équilibre soit celui du corps noir à la température de la couche, il vient, pour chaque fréquence,

$$3k(\nu)H(\nu) = \frac{dE(\nu, T)}{d\xi}.$$

Le coefficient 3 tient compte de l'inclinaison des rayons. On en déduit au total :

$$H = \int H(\nu) d\nu = \int \frac{1}{3k(\nu)} \cdot \frac{dE(\nu, T)}{dT} \cdot \frac{dT}{d\xi} d\nu = \frac{1}{3\bar{k}} \int \frac{dE(\nu, T)}{dT} \cdot \frac{dT}{d\xi} \cdot d\nu.$$

Cette relation définit le coefficient moyen d'absorption  $\bar{k}$  :

$$\frac{1}{\bar{k}} \int \frac{dE(\nu, T)}{dT} d\nu = \int \frac{1}{k(\nu)} \frac{dE(\nu, T)}{dT} d\nu.$$

A la surface de l'étoile où la lumière vient d'un seul côté, les relations sont différentes mais la définition de  $\bar{k}$  reste la même. Ce coefficient  $\bar{k}$  sert à déterminer comment la température varie

avec la profondeur. Soit  $E(T)$  l'émission totale du corps noir. Elle est reliée à  $\bar{k}$  par la relation

$$\frac{dE(T)}{d\xi} = 3\bar{k}H.$$

Le coefficient  $\bar{k}$  est le coefficient d'absorption d'un corps gris au sein duquel l'accroissement de température avec la profondeur serait le même que dans l'atmosphère stellaire.

Le type de moyenne (moyenne de Rosseland) qui s'introduit dans le calcul de  $\bar{k}$  amène quelques difficultés dans les calculs (9), (10), (11) ; on n'a pas le droit de calculer  $\bar{k}$  à l'aide de la courbe moyenne adoptée pour  $k(\nu)$  ou bien il faut faire des corrections. C'est ce qu'a fait Pannekoek qui publie un tableau des valeurs de  $\bar{k}$  en fonction de  $T$  et  $P$ .

Il est possible de tenir compte des raies d'absorption qui contribuent à l'opacité des couches. Des observations sur le spectre du soleil (12), sur celui des étoiles (13), sur les raies de l'hydrogène (14) et (15) indiquent quelle est la fraction du fond continu absorbé par les raies. On peut exprimer cette fraction dans chaque région par la largeur en angströms sur laquelle une absorption totale enlèverait la même quantité d'énergie que celle enlevée par les raies et on admet que, sur cette largeur, le coefficient d'absorption est infini. Numériquement on trouve que environ 10 % de l'énergie est enlevée par les raies, moins dans les grandes longueurs d'onde, moins à température élevée. Ces considérations modifient le calcul de  $\bar{k}$ . Les tables de Pannekoek tiennent compte de l'absorption par les raies. La méthode n'est pas pleinement correcte mais les corrections sont faibles ; la plus forte correction apportée à  $\log \bar{k}$  est  $+ 0,18$ . Cette question a été reprise avec des procédés plus corrects par Ambarzumian (95) et par Chandrasekhar (96) et Hopf (97). L'ordre de grandeur des corrections n'est pas modifié.

Le coefficient  $\bar{k}$ , du même ordre que les coefficients  $k(\nu)$ , augmente aussi avec  $P$  et avec  $T$ . L'augmentation avec la température est très forte quand l'hydrogène commence à intervenir. Ainsi pour une même pression totale  $p$  ( $\log p = 4$ ),  $\bar{k}$  augmente 1.000 fois quand on passe de  $5.000^\circ$  à  $10.000^\circ$ . L'augmentation de température avec la profondeur est la même pour une traversée de matière 1.000 fois moindre. Les étoiles très chaudes sont très opaques et la température y augmente vite avec la profondeur.

# ABSORPTION ET ÉMISSION MONOCHROMATIQUE

Des atomes dans un état 1 absorbent les radiations dont la fréquence  $\nu_{12}$  peut les porter à un état 2 plus excité. L'absorption est égale au produit du nombre  $A$  des atomes, de la fraction  $x$  qui est dans l'état d'ionisation envisagé et de la fraction  $y_1$  dans l'état d'excitation 1, par la densité d'énergie  $I_{12}$  des radiations de fréquence  $\nu_{12}$  et par la probabilité d'absorption  $B_{12}$  :

$$Axy_1B_{12}I_{12}.$$

L'émission des radiations de même fréquence est égale au produit de l'abondance des atomes dans l'état 2,  $Axy_2$ , par la somme des probabilités d'émission spontanée  $A_{21}$  et d'émission induite  $B_{21}I_{12}$  :

$$Axy_2(A_{21} + B_{21}I_{12}).$$

Les coefficients  $A_{21}$ ,  $B_{12}$ ,  $B_{21}$ , dits coefficients d'Einstein, obéissent aux relations suivantes dues à des considérations théoriques (92) :

$$B_{21} = \frac{p_1}{p_2} B_{12} \quad B_{12} \cdot \frac{8\pi h}{c_2} \nu_{12}^3 = \frac{p_2}{p_1} A_{21}$$

$p_1$  et  $p_2$  sont les poids quantiques des états 1 et 2. On introduit en outre la force oscillante  $f_{12}$  par la relation

$$f_{12} = \frac{mc^3}{8\pi^2 e^2 \nu_{12}^2} \frac{p_2}{p_1} A_{21}.$$

La considération des forces oscillantes est commode, il en sera reparlé plus loin, page 27.

En équilibre thermodynamique,  $I_{12}$  est la densité d'énergie du corps noir, à la fréquence  $\nu_{12}$ ; les nombres relatifs d'atomes dans les états 1 et 2,  $y_1$  et  $y_2$ , sont connus par la formule de Boltzmann; on vérifie que l'absorption et l'émission se compensent exactement.

Soit  $s$  le coefficient d'absorption pour la fréquence  $\nu_{12}$  de l'unité de masse répartie sur l'unité de surface. Le nombre d'atomes dans l'état 1 contenu dans un élément de volume de surface 1 et hauteur  $dh$  est :

$$\frac{Axy_1 \rho dh}{\mu m_H}$$

$\mu$  est le poids atomique moyen des atomes, voisin de 1 vu la proportion d'hydrogène,  $m_H$  est la masse atomique de l'hydrogène.

L'énergie absorbée dans cet élément de volume, évaluée de deux façons, est :

$$s I_{12} c dh = \frac{A x y_1 c dh}{\mu m_H} \cdot I_{12} B_{12}$$

d'où

$$s = \frac{A x y_1}{\mu m_H} \cdot \frac{\pi e^2}{mc} f_{12} = \frac{n}{\mu m_H} \cdot \frac{\pi e^2}{mc}$$

en posant  $n = A x y_1 f_{12}$ .  $n$  est la concentration en atomes efficaces pour la transition  $1 \rightarrow 2$ .

On sait calculer  $s$ , si on connaît la composition de l'atmosphère, l'état d'ionisation et d'excitation des atomes et les forces oscillantes (voir pages 15 et 27).

**Largeur naturelle des raies (16).** *Théories classiques.* — La théorie classique de l'émission considère la lumière comme émise par un oscillateur que contient l'atome et qui a même fréquence propre que la fréquence émise. L'émission s'accompagne d'un amortissement de l'oscillateur que l'on sait calculer. Il en résulte un amortissement du train d'onde qui équivaut à un étalement en fréquence de la lumière émise. Les coefficients d'émission ne sont donc pas strictement monochromatiques. En développant en intégrales de Fourier le train d'onde ainsi amorti on obtient le spectre de fréquence de l'émission. Soit  $\gamma$  le coefficient d'amortissement,  $\nu_0$  la fréquence propre de l'oscillateur,  $J_E(\nu)$  l'intensité de l'émission de fréquence  $\nu$ . On montre que :

$$\gamma = \frac{8\pi^2 e^2 \nu_0^2}{3mc^3} \quad J_E(\nu) = \frac{\gamma}{[2\pi(\nu - \nu_0)]^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} J_E(\nu) d\nu = 1.$$

On remarque que  $J_E(\nu)$  est réduit à la moitié de sa valeur au centre lorsque  $2\pi(\nu - \nu_0) = \frac{\gamma}{2}$ . Ceci se produit pour un écart en fréquence  $\delta = \frac{\gamma}{4\pi}$  qui, converti en longueur d'onde, est le même pour toutes les raies et égal à  $0,6 \cdot 10^{-4} \text{ \AA}$ .

$$J_E(\nu) = \frac{\delta}{\pi} \frac{1}{\Delta \nu^2 + \delta^2}.$$



Dans les phénomènes d'absorption le champ électromagnétique de l'onde excite par résonnance les oscillateurs atomiques. L'amplitude à la résonnance des oscillations dépend des fréquences  $\nu$  de l'onde et  $\nu_0$  de l'oscillation, l'amortissement des oscillateurs crée une absorption d'énergie et on calcule un coefficient d'absorption  $s(\nu)$  :

$$s(\nu) \propto \frac{\gamma N}{[2\pi(\nu - \nu_0)]^2 + \left(\frac{\gamma}{2}\right)^2},$$

où  $N$  est le nombre d'atomes efficaces par  $\text{cm}^3$  ;

$$s(\nu) = \frac{s}{\pi} \frac{\delta}{\Delta\nu^2 + \delta^2},$$

où  $s$  représente l'absorption totale.

Les spectres de fréquence dans l'émission et l'absorption ont la même forme.

*Théories quantiques.* — Les niveaux d'énergie sont en réalité étalés en fréquence sur de petites bandes parce que leur durée de vie moyenne  $\tau_m$  n'est pas infinie. La probabilité d'existence d'un niveau  $T$  au voisinage du niveau moyen  $T_m$  est :

$$G(T) = \frac{\gamma_m}{(T_m - T)^2 + \left(\frac{\gamma_m}{2}\right)^2} \quad \text{avec} \quad \gamma_m = \frac{1}{\tau_m},$$

$\gamma_m$  est analogue au coefficient d'amortissement classique.

Pour une transition d'un état  $m$  à un état  $m'$ , on montre que le spectre des fréquences émises est représenté par :

$$J_E(\nu) = \frac{\gamma_m + \gamma_{m'}}{[2\pi(\nu - \nu_{mm'})]^2 + \left(\frac{\gamma_m + \gamma_{m'}}{2}\right)^2}.$$

Les amortissements du niveau initial et du niveau final interviennent. La forme du spectre de fréquence est la même en absorption. Les théories quantiques substituent simplement au facteur d'amortissement classique  $\gamma$ , la somme des amortissements fictifs de l'état initial et de l'état final.

*Règles de calcul des  $\gamma$  et des  $f$  (16), (17).* — On sait calculer  $\gamma_m$  si on sait calculer  $\tau_m$ . Les durées de vie des atomes sont limitées en général par les probabilités de transition spontanée à d'autres états moins excités. Cependant, en présence de rayonnement, les

probabilités d'absorption ou d'émission induite interviennent aussi pour limiter  $\tau$ . Les chocs entre atomes ou entre atomes et électrons limitent également la durée de vie. On peut voir que l'influence des chocs est faible tant que la pression reste inférieure à  $10^3$  C. G. S. (voir page 31) et on montre que l'absorption et l'émission induite peuvent être négligées dans le calcul de  $\tau$  tant que  $e^{\frac{h\nu}{kT}}$  est grand devant 1. Ceci est encore valable à  $20.000^\circ$  et  $8.000 \text{ \AA.}$ , *a fortiori* quand les températures et les longueurs d'ondes sont plus faibles.

On calcule donc  $\gamma_1$  à l'aide de l'expression :

$$\gamma_1 = \sum_x A_{1x},$$

où  $A_{1x}$  représente la probabilité d'émission spontanée de l'état 1 vers un état  $x$  quelconque.

Le calcul des coefficients d'amortissement quantique se ramène donc à celui des probabilités de transition. Il en est de même pour les forces oscillantes.

En se reportant à la définition de la force oscillante en absorption et à l'expression du coefficient  $\gamma$  d'amortissement classique pour les transitions 12 et 21 il vient :

$$f_{12} = \frac{1}{3} \frac{p_2}{p_1} \frac{A_{21}}{\gamma}.$$

On définit la force oscillante en émission par :

$$f_{21} = -\frac{1}{3} \frac{A_{21}}{\gamma}.$$

Le rôle des forces oscillantes est d'indiquer l'efficacité des atomes lors de chaque absorption ou émission. Si  $N$  est le nombre réel d'atomes dans l'état 1, leur efficacité pour absorber le quantum  $\nu_{21}$  qui les porte à l'état 2 est mesurée par  $Nf_{12}$  :

$$Nf_{12} = \frac{1}{3} \frac{p_2}{p_1} \frac{A_{21}}{\gamma} N,$$

et pour émettre un quantum  $\nu_{13}$  les ramenant à l'état 3 par  $Nf_{13}$  :

$$Nf_{13} = -\frac{1}{3} \frac{A_{13}}{\gamma} N.$$

Quelques règles indiquées par la théorie président au calcul des probabilités de transitions, mais le calcul de toutes les pro-

babilités de transition est compliqué et on ne sait l'effectuer que dans quelques cas. On a pu traiter les cas de l'hydrogène, de l'hélium, de quelques raies des atomes alcalins, de quelques raies de l'azote. Très souvent on ne sait pas effectuer le calcul mais certains résultats généraux sont très utiles et d'applications fréquentes.

Les forces oscillantes relatives à un même niveau 1 sont liées par la relation :

$$\Sigma f_{x1} + \Sigma f_{1y} = s,$$

donc

$$\frac{1}{3} \Sigma \frac{p_1}{p_x} \frac{A_{1x}}{\gamma} - \frac{1}{3} \Sigma \frac{A_{1y}}{\gamma} = s,$$

$s$  représente ici le nombre des électrons de valence équivalents de l'atome dans l'état 1. On entend par électrons équivalents ceux qui ont les mêmes nombres quantiques  $n$  et  $l$ . Dans les notations usuelles des électrons  $2p$  et  $2p$  sont équivalents, mais pas les électrons  $2s$  et  $2p$  ou  $3p$  et  $2p$ . On doit considérer tous les états  $x$  ou  $y$  auxquels on peut parvenir par saut d'un électron de valence et seulement ces états. L'état ionisé est à considérer.

On sait calculer, à l'aide des règles classiques de sommes d'intensités, les rapports des intensités des raies dans un multiplet, donc les rapports des probabilités de transition spontanée entre les différents termes de deux multiplets. On sait donc calculer les rapports des forces oscillantes des raies d'un multiplet.

Quelquefois la théorie donne les probabilités de transitions relatives de multiplets différents lorsque le couplage des électrons est d'un type déterminé (voir par exemple (18)) et même dans des cas de couplage intermédiaire (19). Très souvent on ne peut rien dire.

Quelques résultats généraux concernent aussi les coefficients d'amortissement quantique.

Les niveaux fondamentaux ont un  $\gamma$  quantique qui est nul parce que leur durée de vie est infinie, si les chocs et les absorptions peuvent être négligés.

Le rapport du coefficient d'amortissement quantique au coefficient classique est le même pour toutes les raies d'un multiplet. Si on peut négliger les différences d'amortissement classique, ce qui est possible lorsque les raies sont voisines, on a des  $\gamma$  quantiques égaux.

Des expériences effectuées sur les sources terrestres contrôlent la théorie et peuvent suppléer à ses lacunes. On peut contrôler les valeurs absolues des forces oscillantes en mesurant le nombre d'atomes et l'intensité des raies. Des mesures satisfaisantes ont été obtenues avec le sodium et le potassium notamment (20). Quand on ne sait pas déterminer le nombre des atomes qui sont dans un état donné, on obtient tout de même le rapport des forces oscillantes des raies qui ont le même état initial en mesurant le rapport des intensités des raies. On peut effectuer les mesures d'intensités sur des raies d'émission ou des raies d'absorption. R. King et A. King (21) en étudiant les raies d'absorption du fer obtiennent des valeurs relatives de  $f$  et comblent en partie une grave lacune théorique. Souvent la théorie ne peut être qu'approchée et il y a intérêt à utiliser plutôt les valeurs expérimentales. Allen (22) constate que les valeurs expérimentales sont plus avantageuses que les valeurs théoriques actuelles dans le cas du fer.

La mesure des coefficients d'amortissement est plus délicate, il faut mesurer des largeurs de raies très faibles et éviter avec soin des élargissements parasites, ce qui est difficile. Les mesures terrestres confirment les résultats théoriques mais n'apportent guère de renseignements nouveaux précis.

A titre d'exemple on peut citer les forces oscillantes d'absorption des raies de Balmer :

$H_\alpha$	$H_\beta$	$H_\gamma$	$H_\delta \dots$
0,64	0,12	0,045	0,022 ...

Righini (74) calcule les valeurs de  $f$  dans les transitions de l'azote. Les transitions ayant pour origine l'état 3P donnent :

3S	4S	5S	6S	...	3D	4D	5D	6D	...
-0,326	+0,153	+0,016	+0,0044	...	0,713	0,108	0,030	0,0103	...

On voit que les forces oscillantes sont au plus de l'ordre de 1 et souvent beaucoup plus petites.

Les valeurs de  $\gamma$  calculées ou mesurées sont en général de 2 à 5 fois la valeur classique, au plus 20 fois, quelquefois plus petites.

**Influence de l'effet Doppler.** — La largeur naturelle d'une raie n'est pas le seul facteur qui étale en fréquence les coefficients d'absorption et émission monochromatique. Les atomes sont



soumis à l'agitation thermique, leurs mouvements relatifs décalent les raies qu'ils sont susceptibles d'émettre ou d'absorber. Voigt (23) a déterminé la formule qui permet de tenir compte de cet effet. Cette formule se présente sous une forme intégrale, mais en négligeant la largeur naturelle (ordre de  $10^{-3}$  Å au plus) devant la distance au centre,  $\Delta\nu$ , des points où l'on veut calculer la valeur de la fonction, on peut intégrer et il vient (24) :

$$(a) \quad s(\nu) = \frac{s}{\pi} \left[ \frac{\delta}{\Delta\nu^2} + \frac{\sqrt{\pi}}{\beta} e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\beta}\right)^2} \right] \quad \text{si } \Delta\nu > \beta$$

$$(b) \quad s(\nu) = \frac{s}{\pi} \left[ \frac{2\delta\Delta\nu}{3\beta^2\sqrt{\pi}} + \frac{\sqrt{\pi}}{\beta} e^{-\left(\frac{\Delta\nu}{\beta}\right)^2} \right] \quad \text{si } \Delta\nu < \beta,$$

ou  $\delta = \frac{\gamma_m + \gamma_{m'}}{4\pi}$  est la demi-largeur quantique et  $\beta = \frac{v}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m_H a}}$  est la constante qui caractérise l'effet Döppler ;  $a$  est le poids atomique de l'atome.

La première formule est applicable dans les « ailes » de la raie, plus on s'éloigne du centre plus elle se rapproche de la formule qui ne tient compte que de la largeur naturelle. La seconde formule est à utiliser au centre des raies, c'est le 2<sup>e</sup> terme qui est alors prépondérant, il détermine ce qu'on appelle le « corps Döppler » de la raie.

L'importance relative des coefficients est indiquée par les chiffres suivants : Dans le cas de l'hydrogène à 6.000° et 4.000 Å.,  $\log \beta = 10,39$ . Si on adopte la valeur classique de  $\delta$  qui est du même ordre que les valeurs quantiques ;  $\log \delta = 7,05$ .  $\delta$  est trop petit devant  $\beta$  pour avoir une influence au centre de la raie. Mais à 1 Å du centre,  $\log \Delta\nu = 11,27$  ;  $\beta$  devient petit devant  $\Delta\nu$  et alors c'est l'effet Döppler qui perd toute importance. Dans les ailes l'absorption est déterminée uniquement par la largeur naturelle, au centre seulement par l'effet Döppler.

La formule valable dans les ailes est :

$$s(\nu) = \frac{s}{\pi} \frac{\delta}{\Delta\nu^2},$$

où en introduisant les longueurs d'ondes et la valeur de  $s$  :

$$s(\nu) = \frac{n}{\mu m_H} \cdot \frac{2\pi e^4}{3m^2 c^4} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda^2} \cdot \frac{\gamma_m + \gamma_{m'}}{\gamma}.$$

La figure 3 tirée d'un mémoire de Pannekoek (24) montre la variation du coefficient d'absorption telle que la donnent les

formules (a) et (b). Les  $\delta$  adoptés sont les  $\delta$  classiques, les courbes

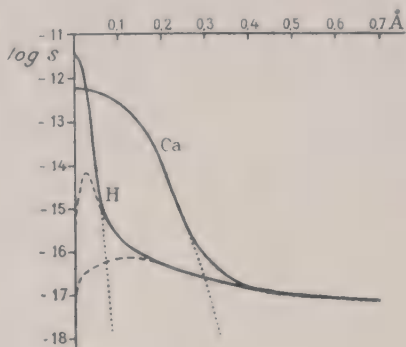


Fig. 3.

sont relatives au calcium et à l'hydrogène à 6.000° et à 4.000 Å. Les courbes en pointillé sont celles données par la formule (a), celles en traits interrompus par la formule (b) et les courbes générales sont en traits pleins. En abscisse sont portés les écarts en Angström, en ordonnées les valeurs de  $\log \frac{s(\nu)m_H}{n}$ .

On note l'identité des courbes relatives au calcium et à l'hydrogène dans les ailes où le terme d'amortissement en  $\frac{\delta}{\Delta\nu^2}$  est prépondérant. Au contraire l'allure des courbes est très différente dans les bosses centrales où l'effet Döppler thermique intervient. Cela est dû à la différence des poids atomiques. On voit que l'absorption est beaucoup plus forte dans la partie centrale que dans les ailes.

Tout ce qui vient d'être dit sur la forme du coefficient d'absorption s'applique à celle du coefficient d'émission. L'émission dans les ailes est très faible. La forme des raies d'émission est due surtout à l'effet Döppler. On verra que les absorptions dans les ailes, même très faibles, ne peuvent être négligées parce que les couches traversées sont très épaisses.

**Rôle des chocs entre atomes et électrons.** — Il y a deux types de chocs entre atomes et entre atomes et électrons. Les chocs élastiques où il y a seulement échange d'énergie cinétique, ces chocs contribuent à établir la répartition des vitesses de Boltzmann; les chocs inélastiques qui modifient l'état énergétique des atomes et les énergies cinétiques des particules. Bien qu'il n'y ait pas absorption ou émission de radiations, les chocs inélastiques agissent sur les propriétés optiques des couches en excitant des atomes qui deviennent susceptibles d'émettre et en désexcitant des atomes avant que l'émission spontanée ne se soit produite. Les excitations et désexcitations par chocs se font au dépens et au profit de l'énergie d'agitation thermique de l'atmosphère.

En équilibre thermodynamique il y a compensation exacte

entre les deux phénomènes et les propriétés optiques de l'atmosphère sont les mêmes que sans choc. Soit  $\varepsilon$  la proportion d'atomes excités qui sont désexcités par choc ; la perte d'émission par désexcitation et le gain d'émission dû aux chocs ont pour valeur  $\varepsilon s(\nu)E(\nu, T)$ . En réalité il n'y a pas équilibre thermodynamique. Soit  $J(\nu)$  la densité d'énergie de fréquence  $\nu$ .  $J(\nu)$  est différent de  $E(\nu, T)$ , en général inférieur parce que la lumière dont la fréquence est celle d'une raie d'absorption a subi une absorption notable. Le nombre d'atomes excités par absorption est proportionnel à  $J(\nu)$ , la perte d'émission est donc  $\varepsilon s(\nu)J(\nu)$ . Le gain d'émission dû aux chocs est un phénomène d'origine thermique et reste  $\varepsilon s(\nu)E(\nu, T)$ . Le rôle des chocs est donc de produire une émission monochromatique supplémentaire  $\varepsilon s(\nu)[E(\nu, T) - J(\nu)]$ .

Tant que la pression est faible, de l'ordre de  $10^2$  à  $10^3$ , pressions qui règnent dans les couches renversantes (voir page 20), les chocs sont peu nombreux, moins de 1/100<sup>e</sup> des atomes excités ; on peut les négliger. Quand la pression atteint  $10^5$  la proportion s'élève à 0,3 (25) et n'est plus négligeable. Encore faut-il tenir compte des chocs qui ne sont pas efficaces,  $\varepsilon < 0,3$ . On est en général conduit actuellement à négliger les chocs, mais pas toujours.

Les chocs ont aussi une influence sur la largeur des raies. Si  $\varepsilon$  est notable, il y a raccourcissement de la durée de vie des atomes et on doit augmenter les valeurs de  $\gamma$ . Cet effet des chocs sur la largeur des raies ne serait pas le seul ; Unsöld (98) a introduit une nouvelle forme d'amortissement par choc. Il s'agit d'un effet Stark. Mais au lieu de considérer le phénomène de changement de fréquence dans le champ des ions et des électrons voisins, phénomène quasistatique, comme on le considérera au chapitre vi, Unsöld examine les modifications de phase instantanées dues aux passages des particules perturbatrices. Plus ces modifications de phase sont rapides, fortes et fréquentes, plus les raies sont étalées. On peut effectuer le calcul à l'aide de la théorie cinétique des gaz, connaissant la température, la pression et l'état d'ionisation de l'atmosphère, ainsi que le coefficient d'effet Stark de chaque terme. On constate que l'effet est important surtout en ce qui concerne les termes de série de rang élevé. Dans l'atmosphère solaire, l'amortissement des raies  $3^1P - 3^1D$  et  $3^1P - 9^1D$  du magnésium est augmenté dans le rapport de 1 à 3 et 1 à 300 quand on considère cet effet.

## CHAPITRE II

### EFFET GLOBAL D'UNE ATMOSPHÈRE STELLAIRE

**L'équation différentielle fondamentale** <sup>(1)</sup>. — Considérons un élément d'atmosphère, de surface 1 et de hauteur  $dh$  faible, pris sur une surface de niveau de l'étoile. Soit  $I(\nu, \theta)d\omega$ , le flux de radiations de fréquence  $\nu$  qui traverse la surface par unité de temps, dans une ouverture angulaire  $d\omega$  sous l'angle moyen  $\theta$  avec la normale à la surface dirigée vers l'extérieur de l'étoile. Le flux  $I(\nu, \theta)d\omega$  subit l'absorption continue  $k(\nu)$  et l'absorption monochromatique  $s(\nu)$ , il est augmenté par l'émission continue et l'émission monochromatique. D'après la loi de Kirchhoff l'émission continue a pour valeur  $\rho k(\nu)E(\nu, T)d\omega$ . En l'absence d'autres phénomènes que la réémission spontanée, l'émission monochromatique totale a pour valeur

$$\rho s(\nu) \int I(\nu, \theta) \frac{d\omega}{4\pi}.$$

En exprimant ce qui précède il vient :

$$\cos \theta \frac{dI(\nu, \theta)}{\rho dh} = [k(\nu) + s(\nu)]I(\nu, \theta) - k(\nu)E(\nu, T) - s(\nu) \int I(\nu, \theta) \frac{d\omega}{4\pi}.$$

En se reportant au chapitre précédent pour tenir compte des chocs on voit que l'équation devient alors :

$$\cos \theta \frac{dI(\nu, \theta)}{\rho dh} = [k(\nu) + s(\nu)]I(\nu, \theta) - [k(\nu) + \epsilon s(\nu)]E(\nu, T) - s(\nu)(1 - \epsilon) \int I(\nu, \theta) \frac{d\omega}{4\pi}.$$

Si des phénomènes autres que l'absorption de la fréquence  $\nu$ , où les chocs peuvent amener en quantité notable les atomes à des états susceptibles d'émettre la fréquence  $\nu$ , le coefficient  $s(\nu)$  qui

---

(1) Cette équation a été établie par exemple par Milne (29) ou par Eddington (31).



exprime l'émission monochromatique sera différent de celui qui exprime l'absorption (on verra au chapitre III ce qui en résulte).

La composition de la lumière qui sort d'une étoile est déterminée par la superposition des effets de toutes les couches.

**Intégration de l'équation différentielle.** — Tous les termes de l'équation varient avec la profondeur et l'intégration est fort compliquée.

La variation de  $T$  avec la profondeur  $\xi$  dépend de  $\bar{k}$  qui est lui-même fonction de  $p$  et  $T$ . En désignant par  $g$  l'accélération de la pesanteur ou gravité à la surface de l'étoile,  $p = g\xi$ , l'augmentation de température avec la profondeur est fonction de  $T$  et  $g$ , ce sont les constantes physiques qui caractérisent une atmosphère stellaire.

La figure 2 (page 20) montre que  $k(\nu)$  varie d'une manière compliquée en fonction de  $p$  et  $T$  donc de  $g$ ,  $\xi$  et  $T$ . L'allure de la variation change beaucoup suivant le domaine de pression et de température considéré.

Le coefficient  $s(\nu)$  est proportionnel à la teneur efficace des atomes qui absorbent la fréquence  $\nu$ , or cette teneur change avec l'état d'ionisation et d'excitation des atomes et peut augmenter, diminuer ou passer par un maximum quand la profondeur augmente.

Il sera donc nécessaire d'envisager de nombreux cas de types différents. En traitant l'équation différentielle on peut chercher à déterminer l'intensité de la lumière qui sort normalement à la surface ou de celle qui sort en faisant l'angle  $\theta$  avec la normale.

L'étude théorique de la variation d'intensité en fonction de  $\theta$  présente surtout jusqu'ici de l'intérêt quand on veut interpréter les observations de changements de forme des raies entre le centre et le bord du disque solaire. Cependant on commence à obtenir quelques résultats concernant le changement de forme des raies dans les binaires à éclipses (99). Cette question ne sera pas traitée ici, on se limitera à l'étude de la lumière qui sort normalement de l'étoile. Très souvent on admet que la lumière totale reçue a la composition de celle qui sort normalement. A l'occasion on signalera les renseignements précieux obtenus par l'étude du disque solaire.

Une approximation qui a été utilisée ou non à tous les stades

de la théorie consiste à négliger les questions d'obliquité des rayons sur la verticale et à admettre que l'atmosphère est traversée par des flux lumineux verticaux dans les deux sens, les émissions et réémissions s'effectuant seulement suivant la direction de la verticale. Cette approximation modifie simplement quelques coefficients numériques et ne change en rien l'allure générale des résultats. Jusqu'ici on a négligé généralement les questions de polarisation de la lumière diffusée.

**Théories de Schuster et Schwarzschild, formule d'Unsöld.**— Les premières théories furent celles de Schuster (26) et Schwarzschild (27) qui considéraient simplement une photosphère émettant le spectre continu du corps noir et une couche renversante douée d'un coefficient d'absorption monochromatique constant. Deux types d'absorptions étaient envisagés, une absorption sans réémission (absorption pure), ou bien une absorption suivie de réémission totale (diffusion pure). La diffusion pure correspond aussi à une diminution de l'intensité du rayonnement qui sort, car la réémission s'effectuant en tout sens, une partie de la lumière absorbée est renvoyée vers le centre de l'étoile.

A partir de ce schéma en admettant une diffusion pure et en utilisant la forme connue de  $s(\nu)$ , Unsöld (28) obtient une formule donnant la forme des raies d'absorption :

$$\frac{1-r}{r} = \frac{2\pi e^4}{3m^2c^4} \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda^2} (NHf),$$

$(NHf)$  représente le nombre d'atomes efficaces au-dessus de  $1 \text{ cm}^2$  de la photosphère ; cette formule se déduit de la formule de Schuster en adoptant la valeur de  $s(\nu)$  de la page 29. Avec nos notations :

$$(NHf) = n \frac{\gamma_m + \gamma_m'}{\gamma} \cdot \int_0^H \frac{\rho}{\mu m_H} dh,$$

$H$  représente la hauteur de la couche renversante.

On reviendra plus loin sur les succès déjà enregistrés par cette formule.

L'examen des raies solaires a montré rapidement qu'avec ce schéma, il convenait de considérer qu'il y a en même temps absorption pure et diffusion pure. En effet dans un cas au bord du disque les raies devraient avoir la même forme qu'au centre, dans

l'autre elles devraient disparaître. Or on observe un effet intermédiaire. Aussi les théories ultérieures firent intervenir l'absorption et la diffusion pure. En outre pour mieux tenir compte de la réalité probable on abandonna le schéma photosphère-couche renversante pour considérer des couches d'atmosphère douées chacune d'absorption et d'émission monochromatique et continue.

**Théories de Milne et de Russel.** — Il devient indispensable de tenir compte des changements des coefficients de l'équation différentielle avec la profondeur. On a commencé par émettre les hypothèses les plus vraisemblables permettant le traitement mathématique de la question. Milne (29) par exemple suppose que les rapports des coefficients d'absorption et d'émission monochromatique au coefficient d'absorption continue, sont constants dans toute la profondeur de l'étoile, ou bien qu'il est possible d'admettre une moyenne. Ceci revient à considérer des atomes pour lesquels  $s(\nu)$  augmenterait comme  $k(\nu)$  en fonction de  $p$ . Milne introduit la profondeur optique  $\tau$  définie par  $d\tau = -\rho \bar{k} dh$ . On a  $d\tau = \bar{k} d\xi$  et en se reportant à la page 21 on voit que l'émission thermique totale qui est proportionnelle à  $T^4$  augmente linéairement avec la profondeur optique.

Avec ces hypothèses on peut intégrer et on obtient l'intensité restante  $r$  en fonction du rapport  $\frac{s(\nu)}{k(\nu)}$  et des paramètres qui définissent la variation de  $T$  avec  $\tau$ . En adoptant pour ces paramètres des valeurs vraisemblables et en utilisant la forme connue de  $s(\nu)$  en fonction de  $\Delta(\nu)$  on obtient la forme des raies.

Milne remarque qu'on a ainsi, à très peu près, les mêmes intensités restantes que celles obtenues avec le schéma photosphère-couche renversante, à condition d'attribuer à la couche renversante uniquement la diffusion monochromatique, à la photosphère, l'émission observée entre les raies, et de fixer la limite de la photosphère à une profondeur optique  $\tau_0$ . Cette profondeur optique varie, surtout en fonction de  $r$ ;  $\tau_0 \neq \frac{r}{1+r}$ . On obtient ainsi une idée de la profondeur des couches qui jouent un rôle dans la formation des raies, elles sont plus profondes lorsque  $r$  est grand, c'est-à-dire dans les ailes des raies. Cette remarque permet d'interpréter les nombres d'atomes au-dessus de la photosphère indiqués

par la formule d'Unsöld. On voit que le fond continu est produit dans des couches dont la profondeur optique est voisine de  $\frac{1}{2}$ ; étant donnée la variation de l'émission thermique avec  $\tau$ , on obtient entre les températures  $T_1$  de la photosphère et  $T$  des couches de surface la relation  $T_1 = T\sqrt[4]{2}$  utilisée page 17.

Milne envisage d'autres cas particuliers; il étudie notamment la variation de largeur des raies en fonction de la température et de la gravité à la surface des étoiles. On définit la largeur pour une valeur de  $r$ . Cette largeur peut être étudiée en examinant comment varie le nombre d'atomes efficaces au-dessus de la profondeur optique  $\tau_0$  correspondant à  $r$ . C'est une étude d'ionisation et d'excitation. Il faut cependant observer que la température modifie le coefficient  $\bar{k}$  et que la profondeur géométrique équivalente à  $\tau_0$  change.

Russel (30) a repris plus récemment en suivant la même marche l'étude des variations de largeur avec  $T$  et  $g$ . Il peut être tenu compte de tous les changements des coefficients dans l'évaluation des coefficients moyens et de la profondeur optique. Les résultats de cette étude seront rapprochés des faits au cours du chapitre III.

**Théories d'Eddington (31).** — Eddington envisage aussi quelques cas particuliers; il commence par mettre l'équation différentielle sous une forme qui servira plus loin.

Posons :

$$\begin{aligned} J(\nu) &= \frac{1}{4\pi} \int I(\nu, \theta) d\omega & H(\nu) &= \frac{1}{4\pi} \int I(\nu, \theta) \cos \theta d\omega \\ K(\nu) &= \frac{1}{4\pi} \int I(\nu, \theta) \cos^2 \theta d\omega \end{aligned}$$

$J(\nu)$  représente la densité de radiation de fréquence  $\nu$  et  $H(\nu)$  le flux qui sort de l'étoile normalement à la surface, comme il a été déjà dit plus haut.

En intégrant sur une sphère il vient :

$$\frac{dH(\nu)}{d\xi} = k(\nu)[J(\nu) - E(\nu, T)] \quad \text{et} \quad \frac{dK(\nu)}{d\xi} = [k(\nu) + s(\nu)]H(\nu).$$

Admettons que  $J(\nu) = 3K(\nu)$ . Ceci n'est exact que pour un rayonnement sans directions privilégiées, mais cette relation est



approchée à mieux de  $5/100^e$  près dans les atmosphères stellaires. On obtient alors le système d'équations différentielles :

$$\frac{dJ(\nu)}{d\xi} = 3[k(\nu) + s(\nu)]H(\nu) \quad \frac{dH(\nu)}{d\xi} = k(\nu)[J(\nu) - E(\nu, T)].$$

Le problème est de déterminer à l'aide de ce système  $H(\nu)$  à la surface et l'intensité restante sera le rapport de  $H(\nu)$  à la valeur de  $H$  en un point du fond continu au voisinage de la raie.

En tenant compte des chocs les équations seraient :

$$\frac{dJ(\nu)}{d\xi} = 3[k(\nu) + s(\nu)]H(\nu) \quad \text{et} \quad \frac{dH(\nu)}{d\xi} = [k(\nu) + \epsilon s(\nu)][J(\nu) - E(\nu, T)].$$

Pour effectuer l'intégration et calculer  $r$ , Eddington émet successivement toute une série d'hypothèses sur la variation des coefficients. Il utilise d'abord les mêmes hypothèses que Milne : variation linéaire de  $T^4$  avec  $\tau$ , rapport  $s(\nu)/k(\nu)$  constant,  $\epsilon = 0$ . Il envisage ensuite l'hypothèse où  $s(\nu)$  serait nul, sauf entre deux profondeurs optiques où alors  $s(\nu)/k(\nu)$  serait constant, l'hypothèse où  $s(\nu)/k(\nu)$  varierait avec la profondeur suivant une loi simple  $1 + s(\nu)/k(\nu) = 1/(\alpha + \beta\tau)$ . Dans chacun de ces cas on peut obtenir une formule qui donne  $r$  en fonction de  $\epsilon$ , de  $s(\nu)/k(\nu)$  et des paramètres définissant les variations des coefficients. On peut en déduire la forme des raies connaissant la forme du coefficient  $s(\nu)$  en fonction de  $\Delta\nu$ .

**Méthode de Pannekoek.** — Pannekoek (24) pour suivre de plus près les changements probables des coefficients avec la profondeur renonce à se limiter à des hypothèses permettant l'intégration par formules et traite quelques cas particuliers, qui sont probablement plus près de la réalité, en procédant à des intégrations numériques. L'intensité restante  $r$  n'est plus obtenue à l'aide de formules mais par des tables. Plus récemment Pannekoek (9) a repris le problème dans son ensemble et on va suivre sa méthode qui offre l'avantage de montrer particulièrement la complexité du problème, les facteurs qui interviennent, leur nature et leur rôle, l'ordre des approximations. Ceci ne préjuge en rien de la valeur actuelle des théories, leurs résultats sont très analogues, mais il est plus satisfaisant pour l'esprit de se rendre compte de la valeur des hypothèses et on peut penser que l'avenir appartient aux méthodes qui serreront les faits de plus près. Pannekoek con-

sidérera les coefficients tels que nos connaissances nous permettent de les prévoir (voir chapitre I).

Une première intégration effectuée en supposant  $k(\nu)$  et  $s(\nu)$  constants précise la région de l'atmosphère qui intéresse la forme des raies.

Posons  $q^2 = \frac{3k(\nu) + s(\nu)}{k(\nu)}$ . Supposons que :  $\frac{T^4}{T_0^4} = 1 + \frac{3}{2} \bar{k} \bar{z}$ ,

$T_0$  représentant la température à la surface. On a :

$$E(\nu, T) = E(\nu, T_0) \left[ 1 + \frac{3}{2} \bar{k} \bar{z} \frac{h\nu}{kT} \right],$$

ou en posant :

$$c = \frac{h\nu}{4kT}, \quad C = \frac{3}{2} \frac{c\bar{k}}{k(\nu)}, \quad \text{et ici} \quad d\tau = k(\nu) d\bar{z},$$

$$E(\nu, T) = E(\nu, T_0) [1 + C\tau].$$

En supposant que à la surface  $J_0 = 2 H_0$  (une discussion détaillée indique la relation  $J_0 = 1,8 H_0$  qui sera utilisée pour l'intégration définitive) on obtient :

$$J(\nu) = E(\nu, T_0) \left[ 1 + C\tau - \frac{q^2 - 2C}{q^2 + 2q} e^{-q\tau} \right]$$

$$\text{et } H(\nu) = E(\nu, T_0) \left[ \frac{C}{q^2} + \frac{q^2 - 2C}{q(q^2 + 2q)} e^{-q\tau} \right].$$

$$\text{A la surface } H_0 = E(\nu, T_0) \frac{q + C}{q^2 + 2q}.$$

La valeur de  $H_0$  pour le fond continu est obtenue en faisant  $s(\nu) = 0$  donc  $q = \sqrt{3}$ . On obtient enfin pour  $r$  :

$$r = \frac{\sqrt{3}(q+C)}{q(q+2)} \frac{\sqrt{3} + 2}{\sqrt{3} + C}.$$

A grande profondeur  $e^{-q\tau}$  devient petit et on voit que  $J(\nu)$  se rapproche du rayonnement du corps noir à la température de la couche. On arrive à la photosphère quand  $e^{-q\tau}$  devient petit devant 1.

Ce qu'on doit remarquer ici c'est que  $H(\nu)$  et  $J(\nu)$  passent de leurs valeurs à grande profondeur à leur valeur de surface assez rapidement pendant que l'exponentielle  $e^{-q\tau}$  varie de 0,1 à 0,9 par exemple. Alors  $\log q\tau$  varie de  $-1$  à  $+0,4$ . Si on écarte les longueurs d'onde où l'absorption est très forte,  $r < 0,02$ , ou très

faible  $r > 0,9$ ,  $\log q$  varie peu (voir expression de  $r$ ),  $\log \tau$  varie au plus de  $-3$  à  $0$ . Ceci précise les régions intéressantes.

En se rappelant que  $dp = g d\xi$ ,  $d\tau = k(\nu) d\xi$  et que ici  $k(\nu)$  est constant, il vient  $pk(\nu) = g\tau$  et  $\log \frac{pk(\nu)}{g} (= \log \tau)$  varie au plus de  $-3$  à  $0$ .

La gravité est très différente suivant les types stellaires. Ainsi dans Sirius B, nain blanc, on a  $\log g = 7,5$ , dans le soleil, étoile naine,  $\log g = 4,4$  et dans  $\alpha$  Orionis, étoile supergéante,  $\log g = 1,3$ . Il en résulte que  $\log p \cdot k(\nu)$  varie dans des domaines restreints mais différents suivant les types stellaires. On a limité par des droites sur la figure 2 page 20 les régions qui intéressent les couches renversantes de chaque type stellaire. On voit que, en général, les pressions sont assez faibles pour qu'il n'y ait pas lieu de tenir compte des chocs (voir page 31).

Dans chaque cas il suffit de considérer un élément seulement des courbes compliquées qui représentent  $k(\nu)$  en fonction de  $p$ . On peut représenter cet élément de courbe par une formule. Pannekoek admet des formules du type :

$$\log k(\nu) - \log k(\nu)_m = u(\log p - \log p_m),$$

et détermine sur les courbes, pour chaque longueur d'onde, température et gravité, les valeurs moyennes  $k(\nu)_m$  et  $p_m$  de  $k(\nu)$  et  $p$ , et le coefficient  $u$  qui conviennent. Les valeurs sont données dans des tables.

On peut calculer l'augmentation de température avec la profondeur à l'aide des tables qui donnent  $\bar{k}$  en fonction de  $P$  et  $T$  (voir page 22).

On aura besoin de connaître les variations de  $P$ , pression électronique avec  $p$ , pour étudier l'ionisation de chaque élément et les variations de  $s$ . On a vu page 17 que les calculs d'ionisation permettent de déterminer  $P$  fonction de  $p$  et de  $T$ .  $\log p$  varie dans un domaine restreint dans les zones intéressantes de chaque atmosphère. Là encore Pannekoek représente les éléments de courbe par des formules

$$\log P - \log P_m = t[\log p - \log p_m].$$

Il donne des tables de  $P_m$  et  $t$  en fonction de  $T$  et  $g$ .

Il reste à déterminer les valeurs mêmes de  $s(\nu)$  à toutes les profondeurs. Différents cas d'ionisation sont à considérer.

**Cas A.** Des atomes neutres dont la concentration  $1 - x = \frac{P}{P + K}$  est nulle dans les hautes couches, ont une concentration croissant avec la pression électronique. ( $K$  est la constante d'ionisation). Or  $s$  est proportionnel à  $1 - x$ ; en première approximation  $s = \sigma P$  tant que  $P$  est petit devant  $K$ . C'est  $\sigma$  qui caractérise le coefficient d'absorption monochromatique de cet atome dans cette atmosphère.

**Cas B.** Des atomes ionisés totalement dans les couches moyennes peuvent subir une deuxième ionisation dans les couches supérieures et, au contraire, être neutres dans les basses couches. Il en résulte une concentration stationnaire dans les couches intéressantes.  $s = \text{constante}$ .

**Cas C.** Des atomes peuvent être moins ionisés dans les couches moyennes que dans les hautes couches. Alors  $x = \frac{K}{P + K}$ . Tant que  $P$  est petit devant  $K$ , on a  $s = \frac{\sigma'}{P}$ . C'est  $\sigma'$  qui est caractéristique.

On passe d'un cas au voisin pour des changements de température assez faibles.

Chacun de ces cas doit être associé avec les différents types de variation de  $k(\nu)$  en fonction de  $p$ .

$$u = 1 \quad k(\nu) \sim p; \quad 0 < u < 1 \quad k(\nu) \sim p^u; \quad k(\nu) = \text{constante}.$$

Ces combinaisons sont examinées successivement, certaines conduisent à des équations différentielles intégrables, d'autres à des équations qui sont justiciables de méthodes d'intégrations numériques. Quelques difficultés se présentent dues aux simplifications admises dans les lois de variation de  $x$ , mais elles peuvent être résolues en revenant aux lois correctes lorsque cela est nécessaire. Certaines des combinaisons ramènent à des cas déjà traités antérieurement, mais on sait mieux ici dans quelles conditions ces cas sont valables.

Les résultats se présentent sous la forme suivante. On obtient les flux  $H_0$  qui sortent de l'étoile sous la forme :

$$H_0 = aE(\nu, T_0) + bCE(\nu, T_0).$$

Des tables de valeurs de  $a$  et  $b$  sont données en fonction de paramètres intermédiaires dont les uns sont fonctions simples de  $u$  et de



$t$ , les autres de  $u$ ,  $t$ ,  $k(\nu)_m$ ,  $P_m$ ,  $p_m$  et du coefficient  $\sigma(\nu)$ , ou  $s(\nu)$ , ou  $\sigma'(\nu)$  suivant les cas.

Des tables donnent les valeurs de  $C$  en fonction de  $T$  et  $a$  seulement car  $\frac{\bar{k}}{k(\nu)}$  varie peu dans chaque couche renversante et peut être considéré comme constant.

Le flux  $H_0$  du fond continu s'obtient comme cas particulier, celui où  $s = 0$ .

On sait donc calculer pour chaque valeur de  $s(\nu)$  (ou  $\sigma(\nu)$ , ou  $\sigma'(\nu)$ ) et dans chaque atmosphère l'intensité restante, et donc déterminer la forme des raies. Les formes prévues par Pannekoek (24) dans quelques cas particuliers sont très analogues à celles qu'on obtient avec les formules d'Eddington ou de Milne.

Le calcul des formes dans tous les cas serait long, et Pannekoek étudie surtout dans son dernier mémoire (9) la largeur des raies définie pour  $r = \frac{1}{2}$ . On commence par déterminer les valeurs de  $s, \sigma$  ou  $\sigma'$ ,  $s_{1/2}$ ,  $\sigma_{1/2}$  ou  $\sigma'_{1/2}$  correspondant à cette intensité restante. Des tables donnent ces valeurs pour chaque type d'atmosphère ( $g$  et  $T$ ) et pour chaque longueur d'onde. Les valeurs de  $s_{1/2}$  par exemple sont très différentes suivant les atmosphères, elles varient à peu près comme  $k(\nu)$ . Un même atome, à la même concentration, aux mêmes taux d'ionisation et d'excitation, donnera des raies moins larges s'il est situé dans une atmosphère dont l'absorption continue est plus forte.

Si on se limite à l'étude des raies larges on calcule ensuite la largeur  $2\Delta\lambda$  à l'aide de la relation qui donne  $s$  à la page 29. Le calcul exige la connaissance de  $n$ ,  $\mu$ , et  $\gamma_m + \gamma'_m/\gamma$ ; mais si on veut étudier les variations de la largeur il suffit de connaître les variations de l'ionisation  $x$  et de l'excitation  $y$ . Pannekoek étudie comment la largeur des raies change en fonction de  $T$  et  $g$ . Les résultats seront comparés aux observations dans le chapitre III.

**Remarques sur les théories.** — Toutes les théories ci-dessus utilisent les connaissances actuelles sur les gaz ionisés des atmosphères stellaires, mais en effectuant bien des simplifications. Il est certain que le développement de nos connaissances modifiera quelques aspects des théories et que des simplifications actuellement admises apparaîtront comme trop grossières pour expliquer les détails des observations.

On néglige complètement les questions de polarisation dans les échanges radiatifs et il est possible qu'elles ne soient pas toujours sans importance.

Toutes ces théories sont basées sur l'hypothèse d'atmosphères stellaires calmes et sans rotation. La question de la rotation sera traitée au chapitre VII. On sait par l'étude du soleil que la couche renversante est agitée de mouvements tourbillonnaires, que des taches apparaissent où le spectre est différent du spectre général. Il est naturel de penser que d'autres étoiles présentent des effets analogues et il en résulte une modification du spectre moyen seul observé. Si l'importance de la turbulence et des taches n'était pas plus grande pour les autres étoiles que pour le soleil, les corrections à apporter aux théories seraient faibles ; la turbulence sur le soleil est de l'ordre de l'agitation thermique et la surface des taches est inférieure à  $5/100^e$  de la surface du disque. Mais il semble d'après certains résultats de Struve et Elwey (32) que quelquefois la turbulence soit beaucoup plus forte ; on aurait 67 km. sec. comme vitesse moyenne dans 17 Leporis.

Les théories générales mentionnées ici ne constituent qu'une première approximation et on sera amené à les compléter et à les rectifier.

---

## CHAPITRE III

### LA LARGEUR DES RAIES FORTES

On a vu que la largeur est en général définie par l'écart en longueur d'onde des points de la raie où l'intensité est réduite de moitié. On entend par raies fortes celles dont la largeur est plusieurs fois la largeur du « corps Döppler » (page 29) ; dans ces conditions l'effet Döppler thermique n'a aucune influence sur la largeur, et on peut utiliser la formule la plus simple pour exprimer la valeur du coefficient d'absorption monochromatique. On examinera seulement dans ce chapitre le cas des raies larges, le cas général sera traité au chapitre V.

#### COMPARAISONS DES LARGEURS DE RAIES DANS UN SPECTRE

**Premiers succès ; théorie d'Unsöld.** — La théorie d'Unsöld (voir page 34) donne une relation entre la largeur  $\Delta\lambda$  des raies et le nombre d'atomes efficaces au-dessus de la photosphère :

$$r = \frac{1}{2} \quad \Delta\lambda^2 = \frac{4\pi e^4}{3m^2c^4} \lambda^2 (NHf).$$

Dans l'expression de  $(NHf)$  figure le produit des forces oscillantes et des coefficients d'amortissement quantiques. Cette formule est susceptible de vérifications.

Si on considère les raies d'un même multiplet, on sait calculer des valeurs relatives de  $f$  ; d'autre part les  $x$  quantiques sont égaux ; donc  $\Delta\lambda \propto \lambda \sqrt{f}$ . Unsöld a étudié les raies H et K du calcium ionisé dans le spectre solaire. Les valeurs de  $f$  sont dans le rapport 2. Le rapport des largeurs doit être égal à  $\sqrt{2}$ . La figure reproduit les contours observés et ceux calculés par la formule d'Unsöld qui se rapprochent le plus de l'observation. Les largeurs

sont bien dans le rapport prévu, le reste sera discuté plus loin (chapitre IV). Les vérifications de cette nature se font généralement bien. Quand on observe des écarts à cette loi, on leur cherche des explications qui sont à l'origine de recherches intéressantes (chapitre V).

On a pu confirmer ces résultats en étudiant au laboratoire les largeurs des raies D du sodium. Il a été ainsi possible à Fairley (33) et à Korff (34) d'étudier comment varie  $\Delta\lambda$  en fonction du nombre d'atomes contenus dans une colonne de la vapeur absorbante. On retrouve la loi prévue par Unsöld :  $\Delta\lambda \sim \sqrt{N}$ .

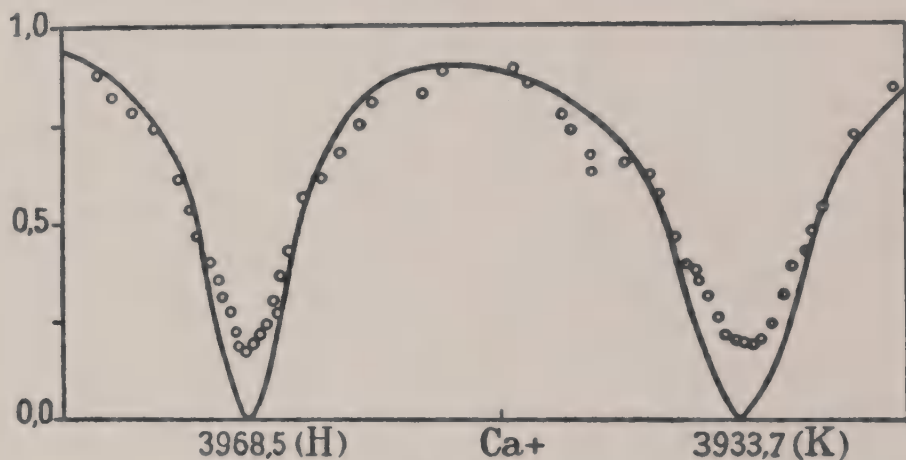


Fig. 4.

Les raies des bandes de l'oxygène atmosphérique confirment aussi la loi  $\Delta\lambda \sim \sqrt{N}$ . Van Klüber (35) et Childs (36), en opérant sur le spectre solaire à différentes distances zénithales, obtiennent de bonnes vérifications.

Le succès de ces comparaisons donnait un certain crédit au nombre d'atomes au-dessus de 1 cm<sup>2</sup> de la photosphère qu'on peut calculer avec la formule. Unsöld a utilisé le spectre solaire. En tenant compte de l'état d'ionisation et d'excitation des atomes, on obtient pour le nombre total d'atomes de chaque élément les chiffres suivants :

Elément.....	Na	Al	Ca	Sr	Ba
Unsöld .....	64.10 <sup>18</sup>	22.10 <sup>18</sup>	23.10 <sup>18</sup>	0,021.10 <sup>18</sup>	0,004.10 <sup>18</sup>
Miss Payne .....	64	40	32	0,02	0,005
Russel.....	64	10	20		

Si on compare ces nombres avec les nombres relatifs obtenus antérieurement par Miss Payne qui utilise les seuils d'apparition



de raies et plus récemment par Russel (8), on constate que l'accord est à peu près satisfaisant.

**Théories plus précises : nombres relatifs.** — Milne (29) a montré ce qu'il faut entendre par nombre d'atomes au-dessus de la photosphère ; il s'agit du nombre d'atomes efficaces au-dessus de la profondeur optique  $\tau_0$ ,  $\tau_0 = \frac{1}{3}$  lorsque la largeur est mesurée avec  $r = \frac{1}{2}$ .

La formule d'Unsöld subsiste sans changement. Les considérations sur les largeurs relatives des composantes d'un multiplet serré restent les mêmes. Mais la théorie montre que le nombre trouvé dépend de l'intensité restante admise ; il doit être plus grand lorsque  $r$  augmente parce que  $\tau_0$ , donc la hauteur de la colonne, augmente en même temps. On voit sur la figure 4 que les formes observées s'écartent de la forme d'Unsöld en donnant des largeurs plus grandes lorsque  $r$  augmente.

La profondeur optique  $\tau$  est proportionnelle à la masse totale des atomes et au coefficient d'absorption continue ; on n'obtient donc pas des nombres absolus d'atomes, ni même des nombres d'atomes relativement au nombre ou à la masse totale des atomes ; il faudrait pour cela connaître exactement le coefficient d'absorption continu qui n'est pas déterminé dans la théorie de Milne. On peut cependant obtenir des nombres relatifs d'atomes et atteindre des compositions absolues à condition d'envisager tous les éléments importants successivement.

Pannekoek (9) calcule  $k(\nu)$  à partir d'une composition admise. On obtient alors des concentrations d'atomes relativement au nombre total des atomes. Ces concentrations doivent vérifier la composition admise. Cette vérification n'a pas été effectuée dans le détail ; mais la composition, donnée par Russell, a été choisie pour qu'il y ait accord général avec les faits, s'il y a des retouches à apporter on peut penser qu'elles modifieront peu les valeurs de  $k(\nu)$  et partant peu les déterminations de concentrations.

Dans la méthode de Pannekoek le calcul des concentrations  $A$  s'effectue après mesure des largeurs par l'intermédiaire de  $s_{1/2}$  (ou  $\sigma_{1/2}$ , ou  $\sigma'_{1/2}$ ) donnés par des tables en fonction de  $T$ ,  $g$  et  $\lambda$ . Dans un même spectre ( $T$  et  $g$  communs), tant que les longueurs d'onde sont voisines, les rapports prévus des largeurs de raies dans un

multiplet sont les mêmes qu'avec la formule d'Unsöld, parce que  $s_{1/2}$  a la même valeur. Si on doit tenir compte de la différence des longueurs d'onde, les corrections à apporter à cette formule ne sont plus les mêmes pour chaque raie et peuvent même changer de signe. On emploie donc plutôt les corrections déduites des différences de  $k(\nu)$  (ou  $s_{1/2}$ ) entre les longueurs d'onde. Des mesures de Minnaert et Mulders (37) sur les raies du magnésium s'interprètent ainsi de façon plus satisfaisante. Les observations ne sont pas encore assez bonnes pour confirmer avec précision la valeur des corrections. On peut espérer que de bonnes mesures sur des raies dont on connaîtra bien les valeurs de  $f$ , de  $\gamma$  et la proportion des niveaux excités apporteront des renseignements sur les valeurs relatives de  $k(\nu)$  à différentes longueurs d'onde.

**Application à la mesure de la concentration en hydrogène.** — On peut utiliser la largeur des raies de l'hydrogène et des atomes métalliques mais l'interprétation est difficile parce que l'effet Stark (voir chapitre VI) modifie beaucoup la forme des raies de l'hydrogène.

Dans les étoiles chaudes, l'absorption continue est due uniquement à l'hydrogène, les mesures de largeurs des raies métalliques indiquent la concentration des atomes relativement au nombre total des atomes d'hydrogène. Toute la précision de l'évaluation repose sur le calcul des coefficients d'absorption continue de l'hydrogène  $k(\nu)$  et  $\bar{k}$ .

Les résultats des mesures ont contribué à fixer la proportion des atomes métalliques à 1 pour 1000 d'hydrogène. On doit considérer ce nombre comme provisoire.

**Application à la mesure des coefficients d'amortissement quantiques.** — On connaît souvent entre les  $\gamma$  quantiques des relations théoriques, sans cependant pouvoir calculer complètement leurs valeurs. On peut alors associer à ces relations d'autres relations obtenues par la mesure des rapports de largeur de raies et calculer  $\gamma$ . Minnaerts et Mulders (37) étudiant les raies du magnésium  $^3P_0 - ^3S_1$  à 5167 Å. et  $^3P_0 - ^3D_1$  à 3829 Å. ont ainsi calculé en utilisant les largeurs des raies solaires des rapports de  $\gamma$  quantiques aux  $\gamma$  classiques égaux à 4,23 et 2,76. Il y a un con-

trôle. A l'aide de chaque raie isolément et de la concentration en magnésium admise on trouve 4,52 et 2,90.

#### COMPARAISON DES LARGEURS DANS DIFFÉRENTS SPECTRES

Si les compositions des étoiles sont les mêmes les largeurs de raies dépendent de la température et de la gravité à la surface.

Des recherches assez nombreuses signalent des différences spectrales qu'on ne peut expliquer que par des différences de composition. On constate ainsi des excès d'hydrogène, de strontium, des étoiles à carbones, des étoiles à oxygène. Certaines de ces compositions anormales paraissent bien établies, cependant il semble que la plupart des étoiles aient même composition, c'est-à-dire qu'on peut expliquer les différences entre leurs spectres sans invoquer une anomalie de composition. On ne considérera ici que le cas des étoiles à composition normale.

#### Variations avec la température : méthode de Pannekoek. —

On a vu au chapitre II que Pannekoek détermine les valeurs de  $s$ ,  $s_{1/2}$  (ou  $\sigma_{1/2}$ , ou  $\sigma'_{1/2}$ ) qui donnent une intensité restante 1/2. Si on utilise l'expression de  $s$  ( $\nu$ ) page 29 on voit que :

$$\Delta\lambda^2 \sim \frac{n}{s(\nu)} \sim \frac{xy}{s(\nu)}$$

On peut donc obtenir les variations de largeurs  $\Delta\lambda$  en étudiant comment varient les expressions

$$A: \frac{xy}{\sigma_{1/2} \cdot P}; \quad B: \frac{xy}{s_{1/2}} \quad C: \frac{xyP}{\sigma'_{1/2}}$$

en fonction de  $T$  et  $g$ , à condition de pouvoir adopter des valeurs moyennes pour ces expressions qui changent en profondeur avec  $x$  et  $P$ . On considère chaque cas d'ionisation séparément.

Dans le cas A,  $s = \sigma P$ , mais  $x = P/K$ , on a  $\Delta\lambda^2 \sim y/\sigma K$ . On sait calculer  $y$  et  $K$ , fonction d'excitation et constante d'ionisation, en fonction de  $T$ . Il n'y a plus de termes variables avec la profondeur, au moins en première approximation l'étude est possible :

$$\Delta\lambda^2 \sim y/\sigma_{1/2} \cdot K.$$

Dans le cas C,  $s = \sigma'/P$  on trouve également  $\Delta\lambda^2 \sim yK/\sigma'_{1/2}$ . La profondeur disparaît.

Dans le cas B, on arrive à

$$\Delta\lambda^2 \sim yK/s(K + P) \text{ ou } \sim yP/s(P + K')$$

si la première ionisation se termine ou si la deuxième commence.

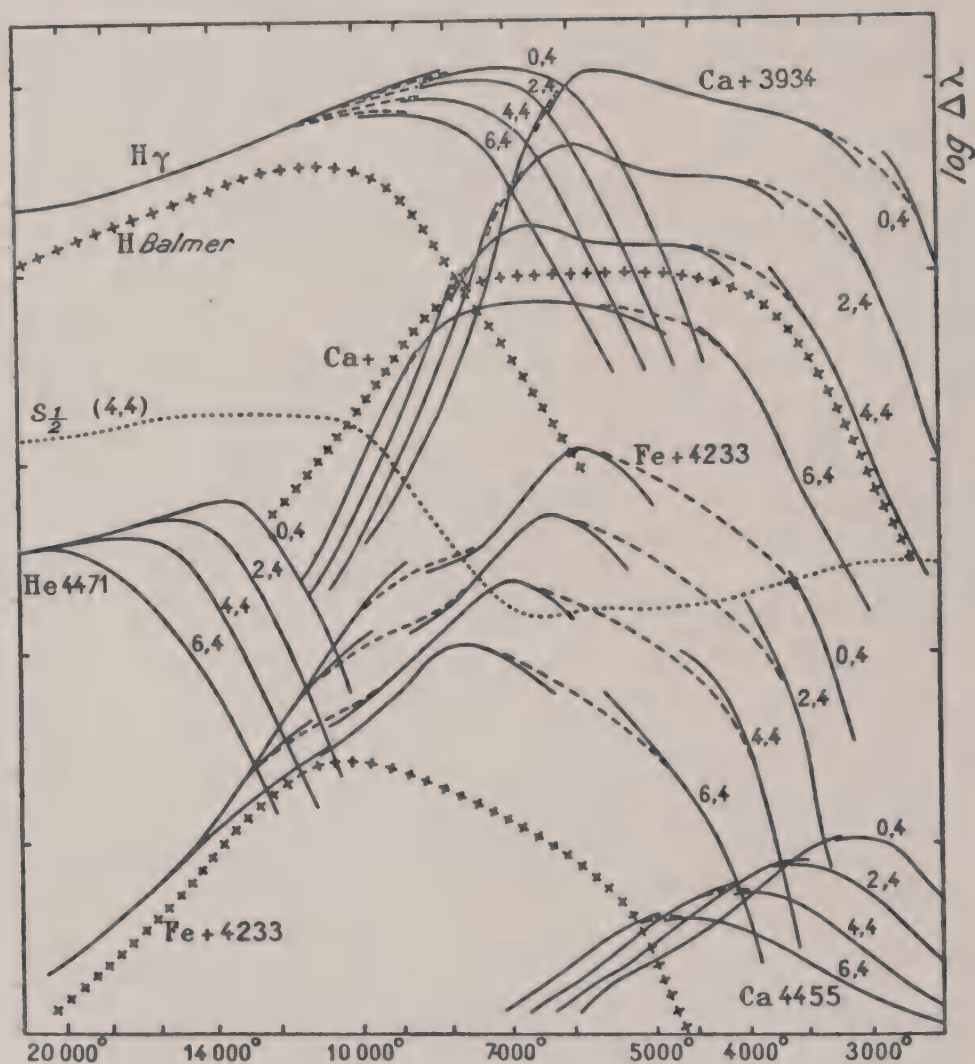


Fig. 5.

Les expressions contiennent  $P$  qui augmente avec la profondeur. On adopte la valeur moyenne  $P$  de la couche renversante.

Seuls les cas limites A, B, C sont ainsi traités, mais les courbes se raccordent assez bien pour que ce soit suffisant.



La fig. 5 <sup>(1)</sup> représente quelques courbes. En abscisses sont portées les températures, en ordonnées  $\log \Delta\lambda$  avec une origine différente pour chaque ion. Chaque division correspond à un facteur 10. Seules les parties des courbes qui donnent des largeurs fortes devant les largeurs Döppler peuvent être interprétées comme donnant des largeurs de raies. Chaque courbe est constituée par les trois tronçons dus aux cas A, B et C. Il y a 4 courbes pour chaque raie, elles correspondent à des valeurs de  $\log g$  différentes ; 0,4 ; 2,4 ; 4,4 ; 6,4. Rappelons que pour les étoiles de la séquence principale,  $2,4 < \log g < 4,4$  et pour les étoiles géantes,  $0,4 < \log g < 2,4$ . En pointillé figure la courbe  $s_{1/2}$  en fonction de  $T$  pour  $\log g = 4,4$  et une longueur d'onde de l'ordre de celles des raies étudiées. On a noté avec des croix les courbes de concentrations des niveaux atomiques qui absorbent les raies.

On voit que la largeur de la raie  $H_\gamma$  passe par un maximum pour une température voisine de 7500°, plus forte dans les étoiles naines, plus faible dans les étoiles géantes. L'allure du maximum qui décroît rapidement du côté des basses températures et lentement du côté des températures élevées est entièrement confirmée par l'observation. On remarque qu'il y a un fort décalage entre le maximum de  $H_\gamma$  et le maximum de la concentration en atomes susceptibles d'absorber les raies de Balmer. Ceci est dû à la forme de la courbe  $s_{1/2}$  ; plus  $s_{1/2}$  est grand, plus la concentration d'atomes nécessaires pour obtenir une largeur donnée est grande. Etant donné que les courbes de teneurs et de valeurs de  $s_{1/2}$  sont presque parallèles sur un intervalle de température assez grand, on a un maximum à peu près plat. Si on admettait, comme on le faisait au début, que la température des étoiles où les raies de l'hydrogène sont les plus intenses est celle où le nombre d'atomes actifs est maximum, on commettrait une grosse erreur.

Le maximum des raies 3934 Å. du calcium ionisé CaII est assez plat. Ces raies sont dues à une absorption à partir du niveau fondamental de l'ion Ca II. Dans tout l'intervalle de température où la proportion d'atomes de calcium est devenue faible et où la proportion d'atomes deux fois ionisés Ca III est encore petite, la

(1) Cette figure extraite du premier article de Pannekoek serait à modifier d'après les nouvelles tables publiées récemment dans l'addendum. L'allure des résultats n'est pas modifiée.

concentration en ions Ca II reste constante. Cette région correspond aussi à un palier de la courbe  $s_{1/2}$ ; il en résulte un maximum très plat, avec une légère bosse au minimum de  $s_{1/2}$ . On sait que les raies H et K du calcium restent larges sur un intervalle de classes spectrales assez grand.

Au contraire les raies 4233 Å. de l'ion Fe II ont un maximum assez aigu. Tandis que le nombre des atomes Fe II reste constant entre la première et la deuxième ionisation, la concentration en atomes susceptibles d'absorber ces raies augmente avec la température parce que ces raies ont pour base un niveau excité. Le maximum est situé dans la région où la courbe  $s_{1/2}$  commence à croître; la position est déterminée presque uniquement par la forme de  $s_{1/2}$  parce que le nombre d'atomes actifs varie lentement. Russell remarque que la région de croissance rapide de  $s_{1/2}$  est déplacée largement vers les fortes températures si la teneur hypothétique de l'hydrogène en atomes métalliques est augmentée; déplacée vers les basses températures dans le cas contraire. La température admise pour les étoiles où la largeur de ces raies est maximum donne une indication, peut-être la plus sûre, sur la proportion d'hydrogène.

Les courbes des raies 4481 Å. de l'ion Mg II (non reproduites) présentent une grande analogie avec celles de la raie H $\gamma$ ; c'est que la teneur en atomes actifs varie à peu près de même en fonction de la température. Le magnésium est ionisé à peu près totalement déjà à température assez basse, les potentiels d'excitation des niveaux qui absorbent les raies H $\gamma$  et 4481 Å. sont voisins et les potentiels d'ionisation de l'hydrogène et de l'ion Mg II aussi. Effectivement on constate que les intensités des raies H $\gamma$  (lorsque l'effet Stark est négligeable) et 4481 Å. varient de pair dans les spectres stellaires.

On a reproduit aussi les courbes relatives aux raies 4471 Å. de l'hélium et 4455 Å. du calcium. L'accord avec l'observation est encore satisfaisant.

La théorie explique donc les principales variations de largeurs de raies avec la température, bien que ces variations soient de types très divers.

**Méthode de Russell.** — Russell (30) suit la méthode de Milne, il tient compte de l'ionisation pour déterminer la concentration

en atomes actifs, et de toutes les conditions d'ionisation et d'opacité pour déterminer la profondeur géométrique limite correspondant à  $\tau_0$ .

Pratiquement l'opacité est calculée sur une atmosphère simplifiée composée d'hydrogène, de fer, de sodium et de potassium. Chacun des autres éléments est groupé d'après son potentiel d'ionisation avec l'un ou l'autre de ceux-ci. Une relation empirique entre  $g$  et  $T$  est admise, relation différente dans chacune des séquences spectrales. On obtient ainsi pour chaque séquence des courbes donnant, en fonction de  $T$  seulement, les variations du nombre d'atomes efficaces au-dessus de la photosphère, c'est-à-dire les variations de largeurs de raies.

Les courbes obtenues par Russell ont des formes très analogues à celles obtenues par Pannekoek, mais elles sont plus immédiatement comparables aux observations puisqu'elles tiennent déjà compte de la valeur moyenne de  $g$  et de ses changements le long de chaque séquence.

Au maximum de largeur de chaque raie la théorie fait correspondre une température qu'on appelle température d'ionisation  $T_i$ . Les tableaux I et II sont tirés du mémoire de Russell. En regard de chaque raie on a indiqué les températures théoriques d'ionisation des étoiles dans les spectres desquelles ces raies ont leur largeur maximum. Le tableau I est relatif aux étoiles géantes, le tableau II aux étoiles naines (séquence principale).

TABLEAU I

atome	raie	$T_i$	observé	prévu
H $\gamma$	4341	7200	A <sub>0</sub>	F <sub>0</sub>
Mg II	4481	7100	A <sub>2</sub>	F <sub>0</sub>
Fe II	4583	6300	F <sub>5</sub>	F <sub>4</sub>
Zn I	4810	5900	G <sub>0</sub>	F <sub>5</sub>
Mg I	5183	4200	K <sub>2</sub> ?	G <sub>0</sub>
Ca II	3933	3920	K <sub>0</sub>	K <sub>1</sub>
Fe I	4383	4050	K <sub>2</sub>	K <sub>0</sub>
Ca I	4454	3350	Ma	K <sub>7</sub>

TABLEAU II

atome	$T_i$	observé
He II	36000	0
Si IV	26000	B <sub>0</sub>
O II	21000	B <sub>1</sub>
Si III	20000	B <sub>1</sub>
He	16200	B <sub>3</sub>
Si II	11700	A <sub>0</sub>
Si II	7400	A <sub>0</sub>
H $\gamma$	7500	A <sub>0</sub>
Si	5300	G <sub>0</sub>

L'ordre des types spectraux où les raies sont les plus larges est



le même que celui des températures. Cependant il y a une inversion pour les raies de l'ion Ca II. Mais justement dans le cas de ces raies on constate un désaccord entre Russell qui trouve  $3920^\circ$  et Pannekoek  $6000^\circ$  (1). Une température intermédiaire remettrait tout dans l'ordre. On doit remarquer que la position de ce maximum est particulièrement mal déterminée, elle se déplace sur une zone assez large suivant les variations du coefficient d'absorption continu (ou de  $s_{1/2}$ ) au sujet duquel les approximations et les hypothèses sont nombreuses.

On remarque aussi que dans le tableau II des raies de l'ion silicium ont leur maximum dans le type  $A_0$  et que leurs températures d'ionisation sont différentes. Mais on a des raisons de croire que le type  $A_0$  comprend des étoiles de températures assez différentes.

On peut convertir les températures d'ionisation en types spectraux et comparer ainsi les types prévus aux types observés. C'est ce qui a été fait par Russell pour le tableau I ; il utilise une table de correspondance entre température et type spectral déterminée par Strömberg à l'aide de mesures de grandeurs bolométriques absolues. L'accord n'est pas excellent pour les étoiles les plus chaudes, mais il est probable qu'une partie des différences est imputable à l'identité ainsi admise entre les températures d'ionisation et les températures bolométriques.

**Variations des largeurs avec la gravité.** — Les courbes de Russell sont différentes quand on passe des étoiles naines aux étoiles géantes, c'est un effet de gravité. Les courbes de Pannekoek montrent aussi cet effet. On constate que, en première approximation, une augmentation de gravité équivaut à une diminution de température. On classe donc dans le même type spectral, parce que leurs spectres sont très analogues, des étoiles dont les températures d'ionisation sont plus élevées si elles sont naines que si elles sont géantes.

Cependant une augmentation de gravité n'est pas compensée par la même augmentation de température en ce qui concerne chaque raie. Il en résulte entre les spectres de même type des différences dues aux valeurs de  $g$ . On pourrait, si les théories étaient

---

(1) Les nouvelles tables modifient peu ce chiffre.



plus perfectionnées et les mesures plus précises, déterminer  $g$  et  $T$  dans chaque étoile à l'aide de caractères (rapports d'intensités de raies) dont la variation en fonction de  $g$  et  $T$  serait différente. Ceci a été proposé par exemple par Woolley (38) mais l'essai n'a pas été tenté.

La classification est surtout empirique (39). On a utilisé certains caractères, les plus apparents, pour fixer les types spectraux, d'autres, secondaires, fixent les sous-groupes de la classification, d'autres sont dits particuliers. On n'a pas relié les caractères secondaires aux valeurs de  $g$ , parce que l'observation ne permet pas souvent de calculer des valeurs assez précises de  $g$  pour donner à la relation un sens numérique réel. On a constaté une corrélation entre les grandeurs absolues  $m$  et les caractères secondaires <sup>(1)</sup>; on établit des relations en utilisant des étoiles de même type, de grandeurs absolues connues et on les utilise pour déterminer les valeurs de  $m$  inconnues. On en déduit des parallaxes : les parallaxes spectroscopiques.

En général dans des spectres classés de même type, les raies des atomes ionisés sont renforcées quand la grandeur absolue augmente et les raies des atomes neutres sont affaiblies. Les caractères secondaires permettent vraiment des mesures. Adams, Joy, Humason et Miss Brayton (40) ont ainsi étudié 4179 étoiles et estiment l'erreur probable à 0,4 sur la grandeur absolue, soit 20/100 sur la parallaxe. Beaucoup de parallaxes trigonométriques sont connues avec moins de précision. La méthode spectroscopique est sans conteste la seule applicable aux étoiles lointaines. Les raies utilisées sont des raies de Fe II, Si II, Ca II, Ca I, Sr II. On mesure le rapport de leurs intensités à celles de raies du fer neutre qui sont peu sensibles à la grandeur absolue.

Beck (41) utilise les bandes du cyanogène dans les étoiles peu chaudes et détermine 738 parallaxes. Les bandes sont particulièrement sensibles aux grandeurs absolues.

**Conclusion.** — En ce qui concerne la largeur des raies fortes l'accord entre la théorie et l'observation est en général satisfai-

---

(1) La corrélation constatée entre  $m$  et les caractères secondaires implique l'existence d'une corrélation entre  $m$ ,  $g$  et  $T$  équivalente à une corrélation entre la masse, la luminosité et la température, ce pourrait être la relation d'Edington.

sant. En étudiant les largeurs de raies il est possible d'obtenir des renseignements assez précis sur la composition des atmosphères stellaires. La composition semble à peu près partout la même et ce sont les différences de conditions physiques qui expliquent les grandes différences spectrales observées. On peut atteindre des températures stellaires et des grandeurs absolues.

---

## CHAPITRE IV

### LES AILES ET L'INTENSITÉ CENTRALE

Au lieu de se borner à l'étude de la largeur pour  $r = \frac{1}{2}$ , on peut se proposer l'étude de la forme même des raies sur toute leur largeur.

On voit sur la figure 4, page 44 que la formule d'Unsöld est en désaccord avec l'observation au centre et dans les ailes. On a déjà vu que la théorie de Milne (page 45) indiquait des formes plus correctes dans les ailes, les théories d'Eddington et de Pannekoek présentent le même avantage. Toutes ces théories ont en commun un désaccord net avec l'observation en ce qui concerne l'intensité centrale et un accord à peu près satisfaisant en ce qui concerne l'intensité dans les ailes.

Les mesures d'intensités dans les ailes sont difficilement assez précises pour permettre de choisir entre les théories, aussi on s'est surtout attaché au problème de l'intensité centrale qui se pose avec plus d'acuité.

**Forme dans les ailes.** — Cependant Minnaert (42) s'est appliqué à examiner si les formes prévues par Pannekoek (24) étaient d'accord avec les observations. Il existe des formules qui donnent des résultats sensiblement équivalents à ceux qu'on peut lire sur les tables. Ces formules ne sont pas les mêmes quand les cas d'ionisation sont différents.

$$\text{cas B et C} \quad r = \frac{1}{1 + as(\nu)} \quad r > 0,2 \quad \text{cas A} \quad r = \frac{1 + 0,26 \frac{\sigma(\nu)}{K(\nu)}}{1 + 0,86 \frac{\sigma(\nu)}{K(\nu)}} \quad r > 0,55.$$

Dans les ailes  $s(\nu)$  (ou  $\sigma(\nu)$ ) est proportionnel à  $1/\Delta\lambda^2$ , on sait comment varie  $r$  avec  $\Delta\lambda$ .

Les mesures d'Unsöld (28), de Plaskett (43) et de Minnaert et Mulders (44) sur les raies 3.933 Å de l'ion Ca II et 5.183 Å du magnésium dans le spectre solaire confirment bien les relations prévues, à la précision des mesures près. Il s'agit des cas B et C.

Dans le cas A, on dispose de mesures de Korff (34) sur les raies D du sodium, mais les résultats ne sont pas assez en accord avec la formule pour témoigner de la différence de forme prévue entre les cas B, C et le cas A.

Il serait intéressant de mettre en évidence les différences de formes prévues par Pannekoek suivant les cas d'ionisation, mais des mesures plus précises que les mesures actuelles seraient nécessaires.

**Le problème de l'intensité centrale.** — Il reste au centre des raies fortes une fraction notable de l'intensité du spectre continu, de l'ordre de 15 % le plus souvent, quelquefois 5 %, très rarement moins. Pendant longtemps les théories ont prévu au centre des raies des intensités d'abord nulles, puis faibles, bien plus faibles que les intensités observées.

La formule d'Unsöld indique un centre noir parce que le coefficient de diffusion devient infini au centre. On peut songer, en conservant le schéma photosphère — couche renversante séparée, à tenir compte de la largeur naturelle de la raie et de l'effet Doppler. Le coefficient  $s(\nu)$  a alors une valeur finie au centre, mais si on examine la figure 3, page 30, on constate que c'est insuffisant. Il s'agit d'une raie forte, donc pour  $r = \frac{1}{2}$  la valeur de  $s(\nu)$  est une valeur d'aile ; au voisinage du centre de la raie, même dans le cas de l'hydrogène, la valeur de  $s$  est au moins  $10^4$  fois plus grande. L'intensité restante au centre est donc de l'ordre de  $10^{-4}$  fois celle du fond continu, pratiquement nulle.

Les théories plus fouillées font intervenir l'absorption continue  $k(\nu)$  et l'absorption monochromatique  $s(\nu)$ . Dans ces théories (Milne, Eddington), si  $k(\nu)/s(\nu)$  est constant, au centre  $r$  est de l'ordre de  $\sqrt{k(\nu)/s(\nu)}$ . Or, la valeur de  $s(\nu)$  qui donne  $r = \frac{1}{2}$  dépend des théories, mais reste comprise entre  $2k(\nu)$  et  $3k(\nu)$  ; si c'est une valeur d'aile, au centre  $s(\nu)$  est au moins de l'ordre de  $10^5 k(\nu)$  et  $r$  est inférieur à  $10^{-2}$ . L'intensité prévue au centre est moins faible, mais le désaccord avec les faits subsiste. Si on admet que



$k(\nu)$  augmente avec la pression, donc avec la profondeur, ce qui est vraisemblable, l'aspect de la question reste le même.

On pouvait donner des explications évidemment susceptibles d'être valables dans certains cas. Par exemple la turbulence des atmosphères où la rotation des étoiles contribue à augmenter l'intensité au centre, on reviendra sur ces questions page 68 et chapitre VII. Mais la comparaison des formes de raies dans un même spectre permettait souvent d'écarter ces explications qui ne pouvaient être générales. Le problème restait posé.

Les théories prévoient des centres presque noirs parce que le coefficient d'absorption monochromatique est très grand au centre. Les atomes absorbent et renvoient en partie vers l'intérieur de l'étoile avec une très grande efficacité les fréquences centrales. Il n'y a aucun doute sur la grande valeur de  $s(\nu)$  au centre, la forme des raies d'émission confirme cette valeur. On a cherché des causes physiques susceptibles de produire au centre des raies une émission qui ne soit pas due à l'absorption préalable de la même fréquence.

Toutes les théories admettaient pour postulat l'indépendance des effets dans les différentes parties de la raie. Si cette hypothèse était fausse [Wooley (45), Pannekoek (46), Unsöld (47)] on pourrait avoir absorption de quantas dans les ailes puis réémission sur toute la raie. L'hypothèse d'une redistribution des fréquences a dû être rejetée, elle expliquerait difficilement les intensités centrales observées et de plus Weisskopf (48) a pu montrer, par la mécanique quantique, qu'elle n'était certainement pas valable dans le cas des raies de résonance, et ces raies ne se distinguent pas des autres par leurs intensités centrales. Cependant la démonstration de Weisskopf ne semble pas indiscutable et Spitzer (100) étudie un effet de changement de longueur d'onde par diffusion. Il convient d'attendre des résultats numériques pour voir si l'explication est ainsi possible.

On a vu page 30 que les chocs entre atomes et électrons avaient pour effet de produire une émission monochromatique supplémentaire quand il n'y a pas équilibre thermodynamique. On s'est arrêté à cette explication, mais elle semble devoir être abandonnée actuellement. Pannekoek (24) a montré que les premiers succès ainsi obtenus par Unsöld (49) et par Woolley (50) étaient dus à des approximations injustifiées ; on négligeait la variation du

nombre des chocs avec la profondeur ou on admettait une loi de variation incorrecte. L'importance de l'émission supplémentaire croît avec la proportion  $\epsilon$  d'atomes désexcités par chocs, c'est-à-dire avec la pression. Aux pressions de l'ordre de  $10^{-4}$  à  $10^{-5}$  atmosphères qui règnent dans les couches renversantes, les chocs sont déjà très rares, tous ne sont pas efficaces et  $\epsilon$  est très petit. En outre les couches supérieures où la pression est encore plus faible et les chocs encore plus rares suffiraient à absorber complètement le centre des raies.

**La fluorescence.** — Des explications plus satisfaisantes sont celles qui font intervenir la fluorescence, c'est-à-dire des phénomènes d'émission spontanée à la suite d'excitations détournées.

Déjà Rosseland (51) montrait l'importance que devait avoir le phénomène de fluorescence dans l'émission au centre des raies. Il prouvait que si 3 états quantiques sont susceptibles de former un cycle de transitions possibles et si les atomes sont baignés dans un rayonnement dilué (voir page 16), le cycle est parcouru plus souvent dans le sens qui correspond à l'absorption de un quantum et à l'émission de deux. Il y a donc plus de quantas émis que de quantas absorbés pour les fréquences faibles.

L'examen quantitatif de ce processus (Unsöld (52), Pannekoek (53)) a révélé que souvent la considération de tels cycles n'était pas valable. On doit remarquer du reste avec Woolley (54) que les cycles triangulaires ne peuvent exister qu'en comprenant au moins une transition interdite, donc d'intensité faible, parce que la parité des états, régulièrement, doit changer à chaque transition. Les cycles quadrangulaires, permis, sont moins efficaces.

Si un cycle triangulaire comprend l'état ionisé il n'y a plus d'interdiction, et c'est en considérant de tels cycles que Woolley (54) puis Strömgren (55) et Pannekoek (56) ont pu prévoir des intensités centrales comparables aux intensités observées.

**Méthode de Strömgren.** — Avec Strömgren, qui se limite à l'étude des raies de résonnance, considérons les phénomènes susceptibles d'amener un atome dans un état donné ou de le lui faire quitter. Aux absorptions et émissions spontanées, aux excitations et désexcitations par chocs, on ajoute les photoionisations et les captures d'électrons par les ions. Les photoionisations

s'ajoutent aux désexcitations par chocs et diminuent la réémission immédiate, les captures d'électrons s'ajoutent aux excitations par chocs et augmentent le nombre des atomes excités susceptibles d'émettre. S'il y a équilibre thermodynamique les photoionisations et captures d'électrons se compensent exactement. Contrairement aux chocs qui dépendent de la pression, les photoionisations et captures d'électrons ne diminuent pas avec la pression dans les hautes couches et leur rôle est différent.

Il n'y a pas équilibre thermodynamique dans les couches supérieures, admettons que le rayonnement qui baigne les atomes soit celui du corps noir à une température supérieure à celle de la surface, mais avec une dilution  $W$ . Dans ces conditions on admet que les coefficients de capture d'électrons restent déterminés par la température  $T$  et la pression électronique dans la couche. Le nombre des photoionisations est différent de celui qui correspond à la température cinétique, il est augmenté par l'élévation de la température de couleur du rayonnement et diminué par la dilution. Le nombre des photoionisations à partir de l'état excité est ainsi multiplié par un facteur  $\rho$  et celui des photoionisations à partir de l'état fondamental par un facteur  $\rho_1$ . Le facteur  $\rho_1$  intervient pour modifier le nombre d'atomes ionisés capables de capturer des électrons. En posant  $Q = \rho_1/\rho$ , on peut montrer que  $Q > 1$  dans un rayonnement dilué. L'équation différentielle avec chocs (page 32) est modifiée par l'adjonction du facteur  $Q$  devant le terme  $\varepsilon\Delta(\nu)E(\nu, T)$  qui exprime l'émission à la suite d'excitation par choc.  $\varepsilon$  représente alors ici le rapport du nombre d'atomes désexcités par chocs et photoionisations au nombre total d'atomes qui quittent l'état excité.

Dans les hautes couches on peut admettre que le rayonnement a une composition sensiblement constante ; en négligeant les chocs qui disparaissent, tous les coefficients de l'équation différentielle, y compris  $\varepsilon$  et  $Q$  deviennent constants. On peut intégrer et il vient sensiblement au centre lorsque  $s(\nu)/k(\nu)$  est grand :

$$r = \frac{2}{\sqrt{3}} \sqrt{\varepsilon} \cdot Q.$$

On peut calculer approximativement  $Q$ . Dans le cas du soleil, par exemple, atmosphère à 4.900°, rayonnement de 6.500°, dilution  $\frac{1}{3}$ , pour des potentiels d'ionisation de 5 à 12 volts,  $Q$  varie



de 3 à 6 lorsque la longueur d'onde de la raie diminue de 6.000 Å à 4.000 Å.

Les mesures d'Unsöld (28), de D'Azambuja (57), de Minnaert et Mulders (37) (44) et de Plaskett (43) donnent les intensités centrales des raies de résonance au centre du soleil, 0,25 à 0,3 pour les raies D du sodium; 0,15 et 0,11 pour l'aluminium; ordre de 0,20, variable suivant les auteurs, pour le magnésium, 0,08, pour le calcium ionisé; 0,2, et 0,3 pour le strontium ionisé. Afin d'expliquer ces intensités il faut que  $\epsilon$  soit de l'ordre de  $10^{-3}$  ou plus grand.

On ne sait pas calculer  $\epsilon$ . On connaît quelquefois les probabilités de transition spontanée,  $6 \cdot 10^7$  pour les raies D du sodium,  $1,6 \cdot 10^8$  pour les raies H et K du calcium ionisé, mais on ne sait calculer les probabilités de photoionisation que dans les cas des atomes hydrogénoïdes (58) (59) (60). Si on admet que le calcul donne encore l'ordre de grandeur des probabilités pour les autres atomes, on constate que les valeurs de  $\epsilon$  sont convenables tant que l'énergie de liaison de l'électron dans l'état excité reste inférieure à 4 volts, c'est le cas dans le sodium, l'aluminium et le magnésium. L'intensité centrale n'est pas déterminée complètement, mais on montre que les valeurs observées sont vraisemblables.

L'énergie de liaison est supérieure à 4 volts dans les ions du calcium et du strontium. Peut-être le calcul correct des probabilités de photoionisation éliminerait-il ce désaccord. L'explication la plus probable serait une ionisation beaucoup plus poussée que celle qui correspond à l'équilibre thermodynamique, le nombre d'atomes Ca III et Sr III serait grand et le facteur correctif  $Q$  d'un ordre bien supérieur à 5. Adams et Russel (61) et Unsöld (62) ont déjà été conduits par d'autres considérations à émettre cette hypothèse.

**Méthode de Pannekoek dans le cas de l'hydrogène.** — Le cas de l'hydrogène a pu être traité plus en détail par Woolley (54), puis Pannekoek (56). On se borne à considérer les états 1S; 2S, P; 3S, P, D; 4S, P, D, F et l'état ionisé état 5. On connaît les forces oscillantes des transitions entre tous ces états (63) (64). On sait calculer les probabilités de transitions connaissant les forces oscillantes et les poids quantiques (page 26). On sait aussi calculer les nombres de transitions lorsqu'il y a équilibre ther-



modynamique parce qu'on connaît la densité de l'énergie pour chaque fréquence. Soit (23) et (32) les nombres de transitions d'absorption de l'état 2 vers l'état 3 et d'émission de l'état 3 vers l'état 2 : (23) = (32).

Si on exprime que le nombre d'atomes dans un état, l'état 2 par exemple, est stationnaire, il vient la relation :

$$(12) + (32) + (42) + (52) = (21) + (23) + (24) + (25) = - (22),$$

avec comme définition de (22) la relation suivante :

$$(12) + (22) + (32) + (42) + (52) = 0.$$

On a 5 relations analogues. La valeur des expressions (23) est connue en équilibre thermodynamique seulement, mais les relations qui expriment l'état stationnaire sont générales.

Dans l'état réel le nombre d'atomes dans chaque état est multiplié par un facteur  $t$  inconnu. Les nombres de transitions d'émission du type (2 $n$ ) sont multipliés par  $t_2$ , les nombres de transitions d'absorption du type (2 $m$ ) sont multipliés par  $t_2$  et par la dilution  $W$  du rayonnement. On a cinq relations du type ci-dessous :

$$t_1(12)W - t_2[(21) + (23)W + (24)W + (25)W] + t_3(32) + t_4(42) + t_5(52) = 0$$

On sait calculer des valeurs relatives des  $t$ , ce sont les mineurs du déterminant formé par les coefficients des cinq équations en  $t$ .

Soit  $\alpha$  le rapport du nombre d'émissions au nombre d'absorptions d'une même fréquence  $3 \rightarrow 2$  et  $2 \rightarrow 3$  par exemple :

$$\alpha = \frac{t_3(32)}{t_2(23)}W.$$

On sait calculer  $\alpha$ .

En ne considérant que les termes importants il vient :

$$\alpha = 1 + a\left(\frac{1}{W} - W\right),$$

$a$  est une constante calculable qui dépend de la raie et des nombres de transitions en équilibre thermodynamique.

La raie  $H_\alpha$  est formée de plusieurs composantes dont les poids et les valeurs de  $a$  sont différents. Pour l'ensemble, avec  $W = \frac{1}{2}$  on trouve :  $\alpha = 1,011$ . De même on calcule pour  $H_\beta$ ,  $\alpha = 1,05$ ; pour la première raie de Lyman  $L_\alpha$ ,  $\alpha = 1,00012$ . Les calculs de

ces nombres de transitions sont effectués dans le cas de l'atmosphère solaire.

En réalité le coefficient de dilution  $W$  doit être différent pour chaque radiation et varier avec la profondeur parce que les fréquences absorbées sont déjà réduites dans le rapport  $r$ . Dans ces conditions la transition  $2P \rightarrow 3D$ , celle qui a le plus de poids dans  $H_\alpha$  donne :

$$\alpha = 1 + \frac{(53)(15)(21)}{(51)(12)(23)} \left( \frac{1}{W} - W \right) \frac{r_{15}}{r_{12} \cdot r_{23}}.$$

Même si la dilution générale  $W$  est voisine de 1 on peut obtenir des valeurs de  $\alpha$  notablement supérieures à 1 parce que l'intensité restante dans les raies  $L_\alpha$  et  $H_\alpha$ ,  $r_{12}$  et  $r_{23}$ , peut être très petite, tandis que celle du fond continu absorbé au delà de la série de Lyman  $r_{15}$  doit être plus grande. Tant que  $\alpha$  est inférieur à 2, il y a affaiblissement du rayonnement  $\nu_{23}$ , car la moitié de la lumière réémise retourne vers l'intérieur de l'étoile. Dès que  $\alpha$  est supérieur à 2 il y a renforcement de l'intensité.

L'intensité restante  $r_{12}$  augmente très vite avec la profondeur, beaucoup plus vite que  $r_{23}$ . Les forces oscillantes  $f_{12}$  et  $f_{23}$  sont du même ordre, mais il y a beaucoup plus d'atomes dans l'état 1 que dans l'état 2, ordre de  $10^8$  dans le cas du soleil, les coefficients  $s(\nu)$  sont dans le même rapport. Admettons que les valeurs de  $k(\nu)$  soient du même ordre dans les régions de  $L_\alpha$  et  $H_\alpha$ , les valeurs de  $q = \sqrt{s(\nu)/k(\nu)}$  sont dans le rapport  $10^4$  et la raie  $L_\alpha$  se forme (voir page 38) au-dessus d'une profondeur optique  $\tau$   $10^4$  fois plus faible que pour la raie  $H_\alpha$ . A la surface  $r_{12}$  est faible ; on calcule  $1/8.000$  et la fluorescence de  $L_\alpha$ , faible (voir plus haut la valeur de  $\alpha$ ), augmente peu cette intensité ; mais  $r_{12}$  passe rapidement à la valeur 1 quand la profondeur augmente. L'effet de fluorescence dans  $H_\alpha$  dû à la valeur faible de  $r_{12}$  se produit donc surtout à la surface.

Après intégration en tenant compte des variations des  $r$  il vient :

$$r = \sqrt{\frac{k(\nu)}{k(\nu) + s(\nu)}} + (x - 1)r_{15} \frac{s(\nu)}{k(\nu)} \sqrt{\frac{k(\nu)}{k(\nu) + s(\nu)}}.$$

Le premier terme est le terme ordinaire très petit au centre des raies ; le second est un terme correctif dû à la fluorescence,

il est de l'ordre de  $(\alpha-1) \sqrt{s(\nu)/k(\nu)}$  et donne au centre de la raie d'absorption une raie qui a tous les caractères d'une raie d'émission. La figure 6 correspond à la raie solaire  $H_\alpha$ ,  $T = 6.000^\circ$ .

On ne constate pas cette raie d'émission parce que l'effet Stark (voir chap. VI) ou d'autres causes l'étalent sur le fond de la raie. On ne sait pas calculer le phénomène pour les raies métalliques, il est probable qu'il y a aussi des raies d'émission mais on ne peut les déceler car elles sont très fines, et un pouvoir séparateur insuffisant ainsi que la turbulence doivent contribuer à les dissimuler. Cependant il semblerait que quelques fortes raies métalliques solaires manifestent le phénomène, Rowland les indique comme doubles. On n'a pas retrouvé ceci mais on sait que les résultats de Rowland n'ont pas été dépassés pour leur finesse.

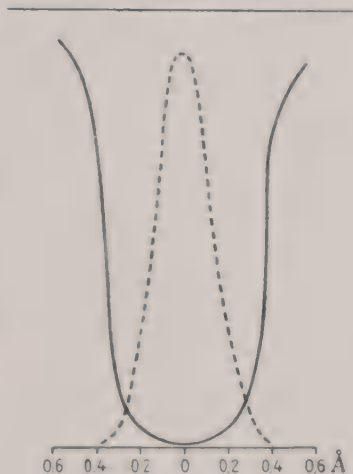


Fig. 6.

En admettant cet étalement de fines raies d'émission sur le fond des raies d'absorptions, l'intensité centrale des raies de l'hydrogène est expliquée numériquement et les intensités centrales des raies métalliques ne sont plus choquantes.

Il y a une différence d'allure entre les résultats de Pannekoek et de Strömgren ; c'est parce que Strömgren envisage seulement la dilution générale et ne tient pas compte de l'intensité réduite des fréquences absorbées, dont la dilution varie avec la profondeur optique et la distance au centre de la raie.

**Passage des raies d'absorptions aux raies d'émissions.** — On peut songer à rapprocher l'émission ainsi prévue par Pannekoek de l'émission dont on connaît l'existence dans la chromosphère solaire. Actuellement les raies d'émission s'expliquent très généralement par des phénomènes de fluorescence dans des atmosphères étendues ( $W$  est petit). Il y a continuité entre la zone où se produisent les raies d'absorption et celle où se produisent les raies d'émission. Le travail de Pannekoek étudie la zone de transition.

On avait déjà pensé expliquer la forte intensité centrale par

des raies d'émissions, on en constate dans beaucoup d'étoiles. Eversched (65) indique que dans le soleil l'intensité centrale des raies de l'hydrogène est du même ordre que l'intensité des raies d'émission à la base de la chromosphère. Pannekoek montre que l'intensité de l'émission à la surface de la couche renversante suffit à expliquer l'intensité centrale.

Le problème de l'intensité centrale est loin d'être résolu, mais il semble qu'après bien des tâtonnements on soit parvenu à saisir la cause de ces fortes intensités, ce doit être la fluorescence.

---



## CHAPITRE V

### FORME DES RAIES FAIBLES. INTENSITÉS TOTALES

**Forme des raies faibles.** — Le coefficient d'absorption monochromatique est petit pour les raies des atomes dont la concentration est faible ou les raies peu intenses d'atomes plus abondants. L'absorption du fond continu reste alors faible même au centre de la raie, seules les valeurs de  $s(\nu)$  près du centre sont notables et les raies sont étroites. La forme des raies sera due surtout à la forme du corps Döppler du coefficient  $s(\nu)$ . On adoptera la formule (b) de la page 29 et une des théories de Milne, Eddington ou Pannekoek permettra de calculer  $r$  en fonction de  $s(\nu)$  et  $k(\nu)$ . On pourra prévoir la forme des raies.

Une raie du fer à 4.500 Å, à une température de 5.000°, doit avoir ainsi une largeur de 0,02 Å. Dans la pratique on ne peut observer des détails de forme sur une largeur aussi faible parce qu'on ne peut employer un pouvoir séparateur et une dispersion suffisants. Les défauts instrumentaux rendent illusoires les déterminations de formes. On peut essayer de corriger les formes observées mais les corrections sont trop fortes, les résultats peu précis et l'étude de la forme des raies faibles ne présente ainsi pas d'intérêt. On ne peut recevoir des suggestions de l'observation et confronter théories et observations.

**Intensité totale.** — On remarque que les défauts introduits par les spectrographes modifient la forme des raies, mais pas l'absorption totale observée sur toute la largeur de la raie. La lumière est déplacée légèrement en longueur d'onde, mais la fraction absorbée ou diffusée au loin est la même pour toutes les longueurs d'onde voisines. L'absorption totale ou intensité totale caractérisera donc les raies, on la mesure en général par la lar-

geur  $A$  en  $\text{\AA}$ . sur laquelle l'absorption complète du fond continu enlèverait la même énergie que celle enlevée par la raie sur toute sa largeur :

$$A = \int (1 - r) d\lambda.$$

On verra plus loin que les intensités totales ne sont pas modifiées non plus par la rotation des étoiles, ce sont donc à tous égards des quantités soumises à des lois plus simples que les formes de raies. On étudie donc en ce qui concerne les raies faibles seulement les intensités totales. On étudie aussi celles des raies fortes parce que les lois sont différentes et parce que la zone de transition est intéressante.

**Calcul des intensités totales.** — Tous les calculs s'appuient

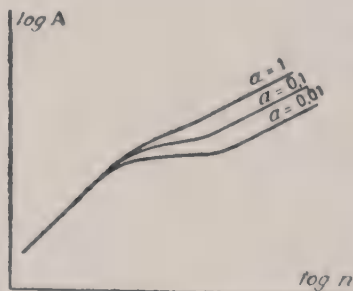


Fig. 7.

actuellement sur les expressions de  $s(\nu)$  tirées de la formule de Voigt ou sur la formule de Voigt elle-même. Minnaert et Slob (66) passent de  $s(\nu)$  à  $r$  à l'aide des tables données par Pannekoek (24); Minnaert et Mulders (17) effectuent aussi le calcul à l'aide des formules de Schuster (26) ou d'Eddington (31) et trouvent que les résultats sont analogues.

L'intensité totale  $A$  se présente comme

fonction de deux paramètres,  $a = \frac{\delta}{2\pi\beta}$  rapport de la largeur naturelle à la largeur Doppler, et  $C \propto n$  concentration d'atomes efficaces. On constate que  $A$  est proportionnel à  $n$  tant que les raies sont faibles.  $A$  est proportionnel à  $\sqrt{n(\gamma_m + \gamma_m')/\gamma}$  quand les raies sont fortes. On a reproduit un schéma des courbes de  $A$  en fonction de  $n$  et de  $a$  sur la figure 7. Ici  $A$  est une quantité proportionnelle à l'intensité totale, le coefficient dépend de  $\lambda$  et des conditions physiques de l'atmosphère stellaire. A intensités totales croissantes la pente des courbes  $\log A$  en fonction de  $\log n$  est d'abord voisine de 1, puis inférieure à 1 et même à  $\frac{1}{2}$ , puis voisine de  $\frac{1}{2}$ .

**Résultats des observations.** — La mesure des intensités totales exige la détermination de la forme des raies sur les clichés et une

intégration. On opère ainsi quand les raies sont larges, mais quand les raies sont étroites on peut se contenter de mesurer la profondeur et la largeur de la raie, et on en déduit l'intensité totale à l'aide de formules empiriques.

Afin de comparer les observations aux formules théoriques il est nécessaire de calculer des valeurs relatives de  $n$  ou  $n(\gamma_m + \gamma_m')/\gamma$  pour chaque raie. Ceci est possible pour les raies d'un même multiplet : on sait calculer les nombres relatifs des atomes dans chaque état par la formule de Boltzmann, les rapports des  $f$  si le multiplet est normal et des corrections pour tenir compte des différences de longueur d'onde. On trace les courbes qui représentent  $\log A$  en fonction de  $\log n$ .

Les résultats obtenus sont nombreux et variés. Avec chaque multiplet les valeurs limites de  $\log n$  ne sont pas très différentes, l'élément de courbe est court, les points obtenus sont assez dispersés, on doit se contenter de représenter la courbe par une droite, souvent mal déterminée, dont on considérera la pente. Sur un multiplet du fer, Struve et Morgan (67) trouvent que la pente varie en passant de la classe A à la classe Fo, Tackeray (68) signale que la pente varie de 0,60 à 0,25 dans les classes Fo à Mo. Des résultats analogues ont été publiés par d'autres, notamment par Woolley (69) sur des raies solaires, Elwey (70) sur les raies du fer Fe II et du titane Ti II, Struve (71) sur les raies de l'oxygène O II.

On comprend que tous ces résultats soient possibles en regardant la figure 7. Chaque multiplet indique un élément de courbe et la pente varie suivant la région. Un même multiplet peut être sur des régions différentes suivant les atmosphères où il est produit.

Etant donnée la faible précision avec laquelle un multiplet définit un élément de courbe, on a pensé utiliser en même temps plusieurs multiplets d'un même élément et même les raies de plusieurs éléments. Mais il faudrait pour cela pouvoir calculer les valeurs relatives de  $n$  d'un multiplet à un autre et d'un élément à un autre ; en outre pour définir une courbe il faudrait utiliser des raies qui aient le même coefficient d'amortissement quantique, comme les raies d'un multiplet. Minnaert et Mulders (17) ont résolu ces difficultés en déplaçant l'ensemble des points représentatifs de chaque multiplet parallèlement à l'axe des  $n$  de façon

à raccorder les éléments de courbes obtenus. On obtient avec les raies solaires une courbe analogue aux courbes théoriques. La forme de cette courbe permet de déterminer une valeur moyenne de  $a$  ; en admettant un poids atomique moyen on a l'ordre de grandeur de l'effet Döppler et on détermine un coefficient d'amortissement quantique moyen 9 fois plus grand que la valeur classique. Pannekoek (72) en utilisant les raies de  $\alpha$  Cygni trouve un facteur 19. Ces courbes ne sont pas déterminées avec une grande précision.

Righini (73) calcule théoriquement les valeurs de  $f$  et  $\gamma$  des raies de l'azote et détermine  $n$  dans le cas du soleil avec la loi de Boltzmann. Les mesures d'intensités totales permettent de tracer une courbe en bon accord avec la courbe théorique. Le résultat est intéressant car la construction de la courbe contient une part d'arbitraire bien moindre que dans les résultats signalés plus haut.

**Introduction de la turbulence.** — La considération de l'effet Döppler thermique ne permet pas de comprendre toutes les observations. Souvent un même multiplet indique des pentes différentes dans des étoiles dont les températures sont les mêmes, bien que l'intensité totale soit du même ordre. En vue d'expliquer ces effets Struve et Elwey (74) ont admis l'existence d'une turbulence, c'est-à-dire de mouvements locaux de l'atmosphère superposés à l'agitation thermique. On traite cette turbulence en admettant que la répartition des vitesses est celle de Maxwell et il suffit d'augmenter la constante de l'effet Döppler, mais dans une plus ou moins grande proportion suivant les poids atomiques. On dispose d'un paramètre de plus pour expliquer les observations.

Struve et Elwey déterminent des courbes théoriques en calculant  $r$  puis  $A$  en fonction de  $s(\nu)$  à l'aide d'une formule exponentielle :  $I = I_0 e^{-s(\nu)H}$ ; ceci se justifie car Minnaert et Mulders (17) constatent qu'on obtient ainsi des valeurs de  $A$  à peu près correctes dans le cas du soleil. La forme des courbes (figure 8) est à peu près analogue à celle des courbes de la figure 7. En abscisse est porté  $\log nH$ , en ordonnée  $\log A$ . Le réseau de courbes en traits pleins correspond à une série d'effet Döppler total (thermique et turbulence), les valeurs de  $\lambda \frac{v}{c}$  sont marquées sur les courbes, le réseau est tracé pour des raies qui auraient le coefficient d'amortissement



classique. Le réseau en pointillé correspond à des raies dont le coefficient d'amortissement serait dix fois le coefficient classique ; la droite limite de gauche reste la même ; mais celle de droite est déplacée vers la gauche.

Six spectres stellaires sont examinés, les courbes expérimentales sont construites. On calcule  $n$  avec les valeurs relatives théoriques des  $f$  dans un multiplet, des valeurs relatives d'un multiplet à un autre déduites des intensités des raies d'émissions mesurées dans le spectre éclair. On rapproche au mieux les courbes des différents éléments par translation parallèle aux abscisses. La position exacte des courbes dans le plan de la fig. 8 exige la fixation de l'origine des abscisses. On se sert d'une raie

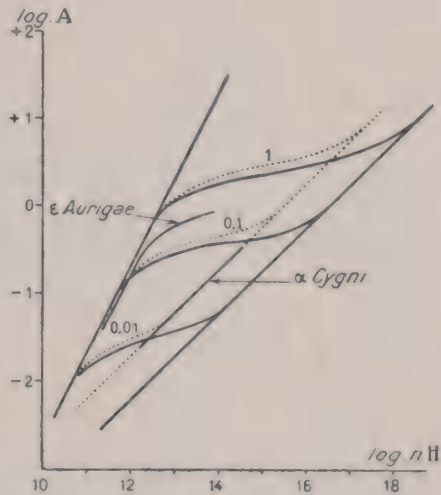


Fig. 8.

forte et calcule la valeur de  $nH$  dans les ailes, pour  $r = \frac{1}{2}$ .

Les spectres de  $\alpha$  Cygni,  $\alpha$  Canis Majoris,  $\alpha$  Lyrae donnent des éléments de courbe, sensiblement des droites qui se placent bien sur la droite en pointillé. On en déduit que les raies utilisées ont un coefficient d'amortissement moyen voisin de  $10\gamma$  classique. L'absence de courbure vers le bas indique que  $\frac{\lambda v}{c}$  est de l'ordre de 0,01 ou inférieur. Si le poids atomique moyen des éléments dont on utilise les raies est 50, l'effet Döppler thermique fait correspondre à cette valeur une température de l'ordre de  $10.000^\circ$ , il n'est pas nécessaire d'invoquer une turbulence pour expliquer les observations.

Les spectres de  $\alpha$  Persei,  $\epsilon$  Aurigae et 17 Leporis donnent des courbes qui se placent sur le même réseau mais indiquent des températures d'effet Döppler total bien supérieures aux températures réelles. La vitesse moyenne  $v$  pour un atome de masse 50 étant 2 km./sec. à  $10.000^\circ$ , on trouve 7 km./sec. dans  $\alpha$  Persei, 20 km./sec. dans  $\epsilon$  Aurigae et plus de 76 km./sec. dans 17 Leporis qui a une température d'effet Döppler total supérieure à 30 millions de degrés. On a reporté sur la figure les éléments de courbe donnés

par les spectres de  $\alpha$  Cygni et  $\epsilon$  Aurigae. Il est indispensable d'invoquer la turbulence qui explique bien les faits.

**Autres exceptions à la théorie générale.** — On constate, que dans le spectre solaire, les intensités des raies de la série de Bergman du magnésium diminuent très lentement le long de la série, ce qui semble tout à fait anormal étant donné que les nombres d'atomes et les forces oscillantes diminuent rapidement. Unsöld en introduisant un nouveau type d'amortissement par choc (voir page 31) explique parfaitement ce fait ; il y a un accroissement énorme des coefficients d'amortissements par étalement.

D'autres anomalies observées pourraient s'expliquer d'après Swings et Struve (102) par des superpositions de raies.

**Conclusion.** — L'étude des intensités totales montre comment varie l'intensité des raies avec le nombre et l'efficacité des atomes absorbants, elle souligne le rôle de l'effet Döppler thermique et celui de l'amortissement  $\gamma$  des raies. Il y a une loi générale, mais des anomalies. L'introduction de la turbulence permet de comprendre des observations jusque-là inexpliquées ; il sera intéressant de faire l'étude de ce phénomène. Actuellement Struve et Elwey signalent simplement que les étoiles les plus lumineuses ont tendance à avoir une turbulence plus grande, mais qu'il ne s'agit pas d'un phénomène général. Ce champ de recherches est à peine défriché.

---

## CHAPITRE VI

### L'EFFET STARK

On sait le rôle important de l'hydrogène dans les spectres stellaires. Les atmosphères stellaires sont composées presque exclusivement d'hydrogène en nombre d'atomes et en poids. La classification des étoiles des premiers types est basée en grande partie sur les intensités des raies de Balmer. La mécanique quantique permet d'achever dans le cas de l'hydrogène des calculs encore inextricables dans le cas des autres atomes, calculs des probabilités de transitions, de photoionisations, de recombinaisons. Les théories qui précèdent ne permettent pas de comprendre la variété d'aspect des raies de Balmer qui est plus grande que celle des autres raies ; il est nécessaire de les compléter.

L'atome d'hydrogène est très sensible aux champs électriques en présence desquels ses niveaux sont divisés et déplacés. C'est ce qu'on appelle l'effet Stark. Les ions et les électrons des atmosphères stellaires créent des champs électriques autour d'eux, ces champs influent sur les atomes voisins et il doit en résulter des modifications importantes dans la forme des raies de l'hydrogène. C'est en tenant compte de ces effets qu'on est parvenu à expliquer les observations.

**Effet Stark de l'hélium.** — L'existence de l'effet Stark a d'abord été prouvée par les raies de l'hélium. En comparant des spectres stellaires du même type on constate que souvent les raies des différentes séries de l'hélium se comportent de façons très différentes. Les raies de la série diffuse, sensibles à l'effet Stark, sont dans certains spectres beaucoup plus larges que d'autres raies en général d'intensités comparables. On constate en même temps que l'élargissement de la série diffuse, l'apparition de quelques raies interdites, notamment la raie  $4.470 \text{ \AA.}$ , et des déplacements

de raies. Or en étudiant l'effet Stark de l'hélium dans les sources terrestres on voit apparaître la raie  $4.470 \text{ \AA}$ . et on constate des déplacements de raies du même sens que ceux observés dans les spectres stellaires. Deux raies de l'azote N II à  $4.237 \text{ \AA}$ . et  $4.242 \text{ \AA}$ . sensibles aux champs électriques, semblent aussi s'élargir avec les raies diffuses de l'hélium. Tous ces faits prouvent l'existence de l'effet Stark dans les atmosphères des étoiles. Le déplacement de la raie  $4.470 \text{ \AA}$ . indique des champs de l'ordre de  $1.000 \text{ volt. cm}^{-1}$ .

Struve (75) et Elwey (76) remarquent que l'effet, dans un même type spectral, est plus fort pour les étoiles naines que pour les étoiles géantes. Ceci est très naturel. Les étoiles naines sont des étoiles à densités élevées, la gravité à la surface est forte, la pression augmente rapidement avec la profondeur et les raies se forment dans des régions dont la pression moyenne est plus forte que dans les étoiles géantes. L'accroissement de pression rapproche les atomes et les ions, augmente les champs électriques  $F$  et l'effet Stark. A l'aide d'une théorie simple, en effectuant quelques approximations, Struve (77) a pu relier théoriquement les grandeurs absolues au rapport des intensités de deux raies de l'hélium,  $4.470 \text{ \AA}$ . interdite et  $4.472 \text{ \AA}$ . Ce rapport au laboratoire est proportionnel à  $F^2$ . On pourrait ainsi déterminer des grandeurs absolues et des parallaxes spectroscopiques, mais la méthode ne semble pas avoir donné lieu à des applications étendues.

La variation d'intensité des raies de l'hélium avec l'effet Stark a une influence sur la classification des étoiles chaudes, elle peut déplacer une étoile de quelques dixièmes de classe spectrale selon qu'il s'agit d'une étoile géante ou d'une étoile naine.

**Effet Stark de l'hydrogène : résultats des observations.** — Les raies de Balmer varient beaucoup d'aspect et d'intensité dans des spectres par ailleurs très analogues. Les observateurs ne sont pas toujours parfaitement d'accord sur les faits, cependant ils le sont dans les grandes lignes. Les raies de l'hydrogène sont souvent très élargies, elles s'étalent sur  $30 \text{ \AA}$ . assez couramment ; les raies  $H_\gamma$  et  $H_\delta$  se rejoignent dans  $\alpha$  Lyrae. L'élargissement est accompagné d'une augmentation de l'intensité totale  $A$ . Les intensités totales observées passent pour chaque raie par un maximum quand le type spectral change ; le maximum de  $H_\alpha$  se produit dans le



type  $A_0$ , celui de  $H_\gamma$  dans le type de  $A_2$  pour la séquence principale. L'élargissement et l'intensité totale augmentent en passant des étoiles géantes aux naines, mais la corrélation n'est pas très forte quand les raies de l'hydrogène sont faibles, dans le type F. Les contours de raies sont très différents de ceux observés ordinairement et de ceux prévus par les théories générales. Les raies sont moins profondes, et pointues au centre. La figure 9 montre la forme de la raie  $H_\gamma$  d'après la formule d'Unsöld, en pointillé la forme observée dans  $\alpha$  Cygni supergéante, avec des croix la forme observée dans  $\gamma$  orionis qui montre l'effet Stark.

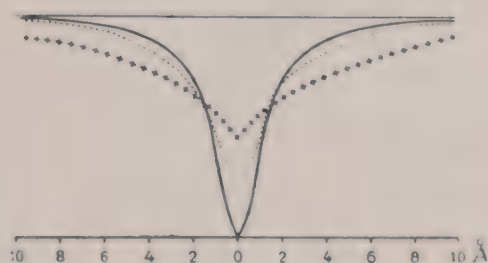


Fig. 9.

L'élargissement des raies s'explique par la décomposition des niveaux de l'hydrogène, l'augmentation d'intensité totale suit naturellement l'étalement des coefficients d'absorption. L'augmentation des effets quand on passe des étoiles géantes aux étoiles naines est naturelle. On ne doit pas s'étonner de constater une forme de raie différente, il restera à l'expliquer. Mais d'autres constatations apparaissent surprenantes au premier abord.

La largeur des raies varie peu le long de la série. L'intensité totale croît de  $H_\alpha$  à  $H_\gamma$  puis passe par un maximum peu accusé qui se déplace de  $H_\beta$  à  $H_\epsilon$ . Le maximum est en général obtenu d'autant plus rapidement que les étoiles sont plus chaudes. Günther (14) donne des résultats moyens dans les étoiles  $A_0$ , l'intensité totale étant rapportée à 100 pour  $H_\gamma$  :

Raie .....	$H_\alpha(1)$	2	3	4	5	6	7	8	10	13
A .....	75	90	100	105	99	87	83	62	32	9

La série de Balmer s'étend jusqu'à des numéros élevés, jusqu'à 18 dans  $\alpha$  Lyrae.

Or au laboratoire l'étude de l'effet Stark de l'hydrogène a

montré que l'intensité décroît vite dès  $H_\alpha$  et que dans des champs, même peu intenses, les raies de numéros élevés disparaissent.

Enfin on observe dans le spectre de certaines étoiles froides comme  $\alpha$  Orionis (3150°) l'existence d'une absorption intense par les raies de Balmer, ce qui semble tout à fait étrange à de si basses températures.

**Explication des observations.** — Dès 1930 Struve et Elwey (78) donnaient une théorie capable d'expliquer qualitativement les principaux faits observés et notamment la forme pointue des raies. Pannekoek et Verweij (79) puis plus récemment Verweij (93) ont repris la question et aboutissent à des prévisions quantitatives.

La probabilité des valeurs du champ électrique dans un gaz ionisé est tirée des tables de Holtsmark (80) plus précises qu'une formule approchée. Le champ moyen est proportionnel à  $n_e^{2/3}$  où  $n_e$  est le nombre de particules chargées par centimètre cube  $n_e$  est proportionnel à  $P/T$ . Chaque état de l'atome d'hydrogène est divisé en plusieurs niveaux par le champ électrique. On tient compte du mode de division de chaque niveau, de la décomposition de chaque raie, nombre de composantes, positions et poids, de la répartition des champs et on obtient des courbes qui représentent la forme de l'étalement par effet Stark du coefficient d'absorption moyen. L'échelle des longueurs d'onde est proportionnelle à celle des champs  $F$ , donc à  $(P/T)^{2/3}$ . Le calcul est effectué sur les quatre premières raies de Balmer, les courbes sont différentes pour chaque raie.

Aux élargissements des coefficients d'absorption dus à l'effet Stark se superposent les élargissements dus à l'effet Doppler et à la largeur naturelle. Dans les ailes le coefficient d'absorption a une valeur beaucoup plus faible que dans le corps Doppler ( $10^{-4}$  fois); il suffira de considérer le corps Doppler. Mais sa largeur est de l'ordre de  $0,5 \text{ \AA}$  et les élargissements Stark sont de l'ordre de  $10 \text{ \AA}$ ., la forme du coefficient d'absorption n'est pratiquement pas modifiée par l'effet Doppler qu'on peut négliger. Cependant en ce qui concerne les composantes centrales de  $H_\alpha$  et  $H_\gamma$  non déplacées par le champ électrique, c'est l'effet Doppler qui fixe la forme du coefficient d'absorption.

On calcule ainsi la forme de l'absorption pour chaque valeur de la pression et de la température, l'effet global s'obtient par inté-

gration numérique en suivant la méthode ordinaire de Pannekoek (voir page 37). Des tables indiquent la forme des raies en fonction de la température et de la gravité.

La théorie retrouve l'élargissement de chaque raie lorsque la gravité augmente, c'est-à-dire quand on passe des étoiles géantes aux étoiles naines. En première approximation à une température donnée la largeur ( $r = 0,5$ ) serait proportionnelle à  $g^{1/6}$ . Il n'a pas encore été effectué de vérifications numériques, les étoiles dont

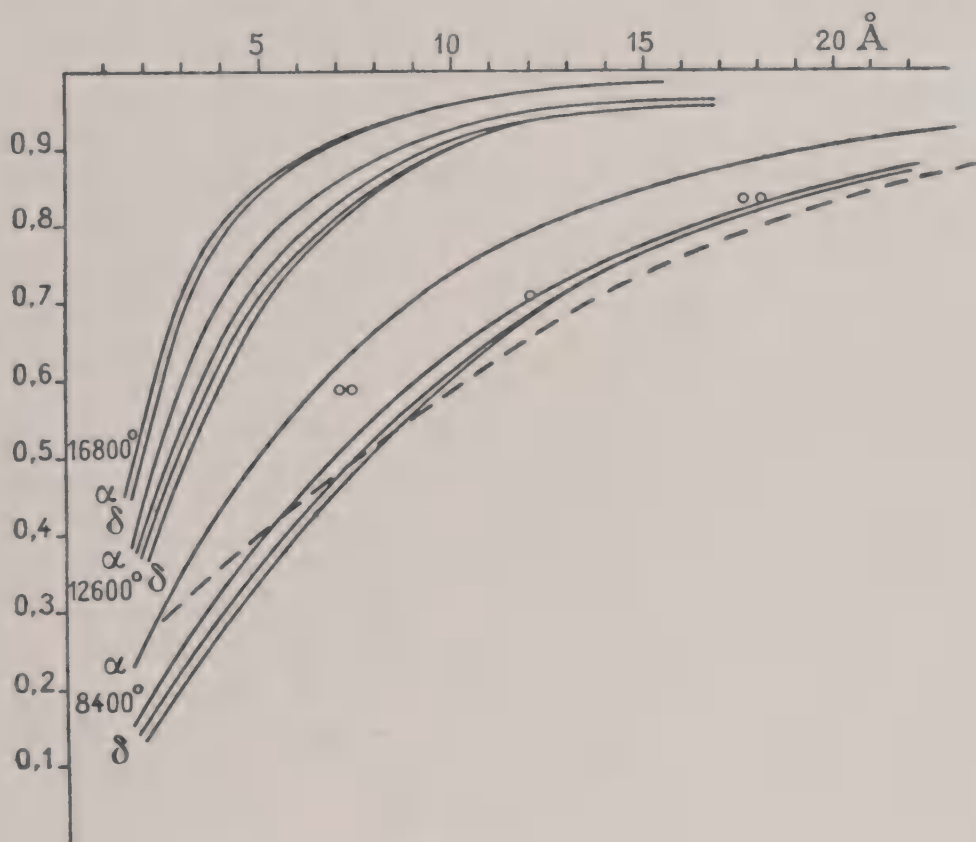


Fig. 10.

on connaît bien la gravité sont rares. La largeur des raies de Balmer peut devenir très grande dans les nains blancs, elle atteint 100 à 200 Å. dans le spectre de l'étoile 1.166 Van Maanen. La mesure de la largeur de ces raies permettrait de calculer la gravité à la surface des nains blancs.

La figure 10 est tirée des mémoires de Pannekoek et Verweij, elle indique les formes calculées pour les quatre premières raies de l'hydrogène à trois températures 8.400°, 12.500° et 16.800° avec  $\log g = 4,4$ . Les cercles et traits interrompus représentent

des résultats d'observation obtenus par Miss Williams (81) et par Elwey (78) sur la raie  $H_\gamma$  de  $\alpha$  Lyrae qui est de type  $A_0$ . Sauf au centre où les phénomènes de fluorescence doivent intervenir la forme théorique est en accord avec l'observation. Les résultats de Günther indiquent une forte augmentation de l'intensité totale quand on s'approche des types  $A_0$  à  $A_2$ , la théorie trouve que vers  $8.400^\circ$  les intensités totales passent par un maximum, On n'a reproduit sur la figure que des courbes correspondant aux températures égales ou supérieures à  $8.400^\circ$ . Il y a accord sur la température du maximum si on peut admettre  $8.400^\circ$  comme température du type  $A_0$  ou  $A_2$ . On a vu que les températures d'ionisation sont de l'ordre de  $7.200$  à  $7.000^\circ$ , les températures de radiations totales sont de  $11.000^\circ$  à  $10.000^\circ$ . Or dans la théorie actuelle la température est introduite plutôt comme température d'ionisation, le résultat semble acceptable.

La raie  $H_\alpha$  est moins forte que les suivantes, la différence est d'autant plus grande que les raies sont plus larges, les courbes le montrent et sont en accord avec les observations. L'intensité augmente de  $H_\alpha$  à  $H_\beta$  puis reste à peu près constante bien que les coefficients d'absorption deviennent plus faibles, parce qu'ils sont plus étalés.

Il est possible d'expliquer l'existence des raies de Balmer dans les étoiles froides en admettant que la gravité qui règne dans la couche renversante est très faible, de l'ordre de  $10^{-19}$  dans  $\alpha$  Orionis. La gravité newtonienne serait compensée en partie par la pression de radiation et la couche renversante serait très épaisse.

Les théories sont cependant encore loin de tout faire comprendre.

Williams (101) constate que les calculs indiquent dans les étoiles B des largeurs plus fortes dans les ailes et des centres plus noirs que ceux observés. D'autre part la théorie de Pannekoek et Verweij prévoit, si la température n'est pas trop élevée au centre des raies des étoiles naines une fine raie d'absorption ou d'émission suivant qu'il y a ou qu'il n'y a pas de composante centrale non déplacée dans la décomposition. L'expérience n'a pas encore confirmé cette prévision ; peut-être à cause des difficultés d'observations ?

Enfin, il reste à expliquer pourquoi on observe les raies de numéros élevés et assez fines malgré l'étalement qui les brouille au laboratoire. Il est probable que seules les couches élevées, à pression très basse où l'effet Stark est faible, interviennent



pour produire ces raies et que dans les couches profondes les raies de Balmer élargies produisent une absorption continue. La question n'a pas encore été traitée quantitativement.

Si on rapproche les théories ci-dessus de celle émise par Unsöld à propos de l'amortissement par choc (voir page 31), on peut émettre quelques doutes (Verweij (93)) sur la validité de la méthode qui consiste à considérer des champs statiques. Il semble probable qu'une nouvelle théorie basée sur l'idée d'Unsöld pourrait peut-être rectifier d'autres points.

Quoi qu'il en soit :

L'existence de l'effet Stark atomique dans les atmosphères stellaires est bien établie par les raies de l'hélium et de l'hydrogène. Cet effet a permis déjà d'expliquer beaucoup de différences spectrales importantes et d'interpréter les observations en donnant des renseignements sur les paramètres physiques stellaires  $T$  et  $g$ .

---

## CHAPITRE VII

### ROTATION AXIALE DES ÉTOILES

On observe, surtout avec les étoiles des premiers types O, B et A, des spectres dont toutes les raies sont diffuses ; souvent les raies ordinairement faibles dans les spectres de même classe spectrale ont disparu. L'absorption est faible sur toute la largeur de la raie qui a une forme plate, les bords sont nets ; tandis que ordinairement le centre des raies est bien accusé et les ailes se terminent par un dégradé insensible (Voir fig. 12). L'étalement des raies est quelquefois très grand et peut atteindre une dizaine d'angströms. Ces changements de forme communs à toutes les raies s'expliquent bien en admettant que l'étoile tourne sur elle-même avec une vitesse convenable.

**Changements de formes avec la rotation.** — Considérons une étoile animée d'une rotation sur elle-même de vitesse angulaire  $\omega$  autour d'un axe faisant l'angle  $\theta$  avec la direction étoile-terre. Les régions de la surface sont animées de vitesses dont les projections sur la direction des rayons observés sont différentes. Les spectres reçus de chaque région sont décalés en longueur d'onde les uns par rapport aux autres ; nous les observons tous en même temps et la superposition se traduit par un étalement des raies.

On peut décomposer la rotation en deux, la première  $\omega \cos \theta$  dont l'axe est dirigé suivant la direction étoile-terre, la deuxième  $\omega \sin \theta$  d'axe perpendiculaire à la première. La première rotation impose à chaque point des vitesses normales à la direction des rayons, elle ne modifie pas les longueurs d'onde. Il suffit de considérer la deuxième. Soit  $R$  le rayon de l'étoile. La vitesse radiale d'un élément de surface  $M$  à la distance apparente  $r$  de l'axe est

$r\omega \sin \theta$ , le spectre émis par cet élément, de surface apparente  $ds$ , est décalé de :

$$d\lambda = \frac{\lambda r\omega \sin \theta}{c},$$

ou en faisant intervenir la vitesse équatoriale  $V$  et l'angle  $\varphi$  tel que  $r = R \cos \varphi$  :

$$d\lambda = \frac{\lambda V \sin \theta}{c} \cos \varphi.$$

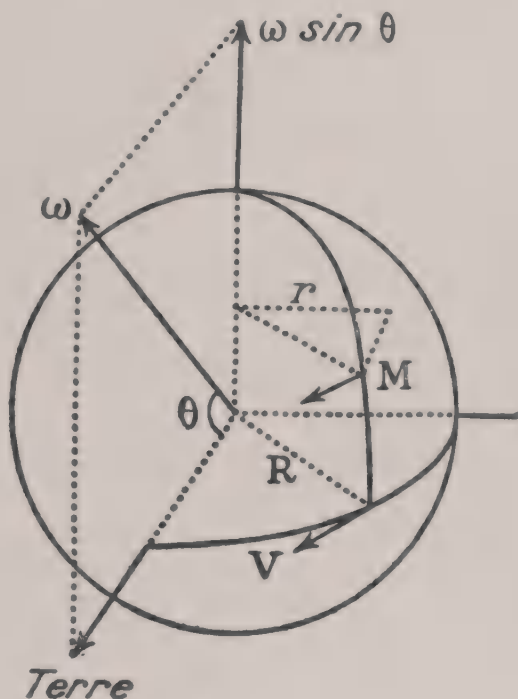


Fig. 11.

L'intensité d'un spectre étant donnée par une fonction  $I(\lambda)$  sans rotation, avec rotation on aura  $O(\lambda)$  :

$$O(\lambda) = \int I \left[ \lambda \left( 1 + \frac{V \sin \theta}{c} \cos \varphi \right) \right] \cdot \frac{ds}{S},$$

l'intégrale est à prendre sur toute la surface apparente  $S$  de l'étoile.

On peut dans l'élément différentiel tenir compte de l'obscurcissement du bord de l'étoile qu'on suppose exister par analogie avec ce qu'on observe sur le soleil et quelques étoiles variables à éclipses. On pourrait aussi tenir compte du changement de forme des raies près du bord du disque si ces changements étaient mieux connus.

L'intensité totale des raies n'est pas modifiée par la rotation, il y a simplement déformation.

**Mesure de  $V$  ; méthode d'Elwey.** — On sait déterminer la déformation que la rotation impose aux raies, mais le problème pratique est le problème inverse. On observe une forme de raie diffuse et il faut en déduire, pour obtenir des renseignements sur

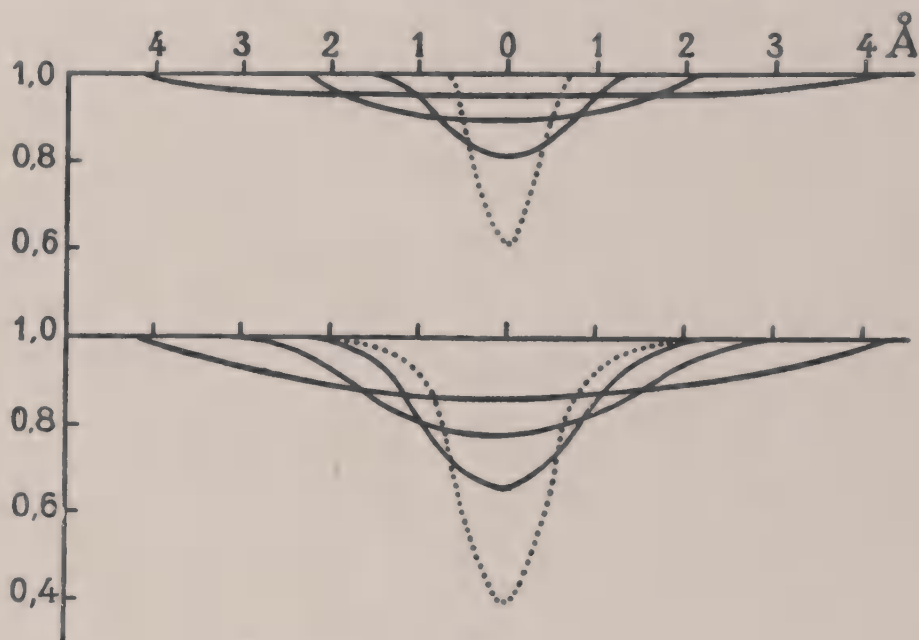


Fig. 12.

l'état physique de l'étoile, soit la forme qu'aurait la raie si l'étoile ne tournait pas, soit la vitesse de rotation. C'est surtout la vitesse de rotation qui est recherchée. Elwey (82) admet qu'on peut adopter comme formes de raies avant déformation celles qu'on obtient dans des spectres analogues mais où il y a des raies fines. Il part des formes de la raie  $4.481 \text{ \AA}$ . du magnésium ionisé obtenues avec des étoiles à raies fines et détermine pour chaque intensité totale par une méthode graphique la forme que doit avoir cette raie dans les spectres d'étoiles qui tournent à des vitesses équatoriales croissantes. La figure 12 montre le réseau des courbes obtenues pour deux valeurs de l'intensité totale et avec des vitesses équatoriales qui produisent à l'équateur des déplacements de 1, 2 et  $4 \text{ \AA}$ . Les raies commencent par s'élargir puis s'aplatissent ; la déformation est d'autant plus sensible



que l'intensité totale de la raie est plus faible. Toutes les raies atteignent quand les vitesses sont grandes des largeurs voisines, mais les raies dont l'intensité totale est faible disparaissent par manque de contraste.

On dispose d'une double série de courbes en fonction de  $V$  et de l'intensité totale. On mesure l'intensité totale d'une raie et on cherche dans la série correspondante où se place la forme de la raie ; on en déduit la vitesse ou plus exactement  $V \sin \theta$  seul accessible.

Des mesures effectuées par Struve et Elwey sur les mêmes étoiles avec les mêmes spectres donnent des vitesses comprises entre 0 et 200 km./sec., les différences d'estimation sont de l'ordre de 25 km./sec., la précision de la méthode n'est pas très grande. Mais la méthode est très rapide.

**Méthode de Caroll.** — Caroll (83) a mis au point une méthode plus précise et de principe plus correct qui permet de remonter des contours observés aux contours sans rotation en calculant la vitesse, et de savoir si la forme observée est bien due à une déformation par rotation.

Le principe de la mesure de la vitesse est le suivant. On développe en intégrales de Fourier en fonction d'un paramètre  $u$  les deux membres de l'équation intégrale. Le développement du premier membre  $O(\lambda)$  se calcule à partir des données de l'observation et peut être représenté graphiquement par une fonction  $f(u)$ . Le développement du second membre se décompose en un produit de deux termes dont le premier est le développement de la fonction  $I(\lambda)$  inconnue ; le second terme est une fonction connue  $\varphi(u \cdot V)$  du produit du paramètre  $u$  par la vitesse équatoriale. Les racines de  $\varphi(u \cdot V)$  sont calculables numériquement. Les zéros de la fonction  $f(u)$  correspondent soit à des zéros du développement inconnu  $I(\lambda)$ , soit à des zéros du second terme, mais ces derniers se présentent pour certaines valeurs du produit  $u \cdot V$  donc pour des valeurs de  $u$  qui sont dans des rapports connus. On sait distinguer les zéros dus au second terme, chacun correspond à une valeur théorique de  $u \cdot V$  et à une valeur expérimentale de  $u$ , il permet donc de calculer une valeur de  $V$ . Un seul contour donne ainsi plusieurs valeurs de  $V$  et l'accord de ces valeurs est une preuve que la raie a été déformée par une rotation.

Caroll et Miss Ingram (84) utilisent des mesures d'Elwey sur les raies de l'hélium dans le spectre de 44  $\xi$  Persei. On obtient une série de valeurs de  $V \frac{\sin \theta}{c} \cdot 10^4$  en utilisant plusieurs profils observés :

4387 Å.	1,31	1,34	1,22	1,42	4471 Å.	1,30
		1,23		1,38		1,26

La moyenne donne 39 km./sec. comme valeur de  $V \sin \theta$ . La méthode d'Elwey ne pouvait pas déceler cette rotation.

En étudiant les raies d'Algol, binaire à éclipse, on obtient 55 km./sec.  $\pm$  3. On peut calculer d'autre part la vitesse équatoriale en supposant que les deux étoiles composantes qui sont très proches conservent toujours les mêmes faces en regard ; on trouve encore 55 km./sec.

Malheureusement la méthode de Carroll exige des mesures précises et les calculs sont longs. Il faut disposer de spectres obtenus avec une dispersion de 10 Å. par millimètre et un pouvoir de résolution de 20.000.

**Résultats des observations.** — La méthode d'Elwey a été jusqu'ici la seule utilisée largement. On peut contrôler la valeur des résultats en opérant aussi sur les binaires spectroscopiques. En admettant que les rotations axiales et la rotation d'ensemble aient même période, on peut calculer le rapport des vitesses équatoriales égal au rapport des rayons. Les raies de  $\alpha$  Virginis donnent à Struve (85) une vitesse de 200 km./sec. et une autre inférieure à 50 km./sec. ; le rapport des rayons est de 1/3. Cette comparaison et l'accord à 25 km./sec. près signalé plus haut donnent une idée de la précision des mesures.

Le nombre des étoiles examinées jusqu'ici est de l'ordre de 400. Les résultats obtenus par Elwey (82), Shajn (86) et Christine Westgate (87) montrent que les vitesses de rotation sont grandes surtout dans les étoiles des premiers types O, B et A. La proportion d'étoiles en rotation rapide diminue beaucoup à partir du type F<sub>5</sub>. Les vitesses de rotation dépassent rarement 200 km./sec. Shajn estime que dans les types O, B et A il y a 1/3 d'étoiles doubles, 1/3 d'étoiles en rotation rapide, plus de 100 km./sec. Christine Westgate estime à la moitié la proportion des étoiles O et B qui ont des vitesses réelles de rotation (et non  $V \sin \theta$ )

de l'ordre de 100 km./sec.;  $1/4$  auraient des vitesses plus grandes,  $1/4$  moins grandes. Dans le type A les vitesses seraient plus faibles ; mais il y aurait encore 12 % des étoiles avec des vitesses supérieures à 150 km./sec.

On peut atteindre les vitesses réelles au lieu des vitesses en projection seulement par des procédés statistiques. On n'a pas constaté de corrélation entre les vitesses observées et les latitudes galactiques ; les axes de rotation des étoiles seraient donc disposés au hasard dans la galaxie.

**Intérêt cosmogonique.** — C'est surtout en liaison avec les théories de formation des étoiles doubles que les mesures de rotations présentent de l'intérêt. La découverte de grandes vitesses de rotation est satisfaisante, les théories de scission des étoiles exigent de grandes vitesses et jusque-là on ne connaissait que la vitesse de rotation du soleil qui est très faible, 2 km./sec. à l'équateur.

Poincaré donne une formule liant la période limite de stabilité au diamètre et à la masse de l'étoile, cette limite tendant à être atteinte avec le temps. On ne doit pas trouver d'étoiles dont la rotation axiale soit plus rapide que la rotation limite calculée et il doit y avoir accumulation d'étoiles vers les vitesses limites. Kreiken (88) a vérifié que beaucoup d'étoiles, le soleil, les planètes atteignaient la limite de Poincaré. La période de rotation orbitale des binaires spectroscopiques est la période limite de l'étoile globale, ce qui confirmerait l'idée d'une scission récente. La période des binaires visuelles est plus longue que la période limite de l'étoile globale, ce qui confirmerait l'idée d'une scission ancienne suivie d'écartement des composantes. Les céphéides ont pour période leur période limite, ce seraient des étoiles en forme d'haltère dont la scission s'effectue actuellement.

Récemment Swings (94) a examiné les étoiles doubles spectroscopiques en se limitant aux mieux connues, soit 18 de type B et 26 de type A ; il calcule des vitesses équatoriales à partir des périodes orbitales connues et des rayons stellaires correspondants au type et à la grandeur absolue de chaque étoile. On constate que les vitesses équatoriales observées sont toutes inférieures aux vitesses calculées dans le cas des étoiles à périodes courtes, inférieures à 6 jours. En tenant compte de l'inclinaison des axes au

hasard, les vitesses sont statistiquement égales. Dans le cas de quelques étoiles à période plus longue on observe des vitesses équatoriales plus grandes que celles calculées. Il s'agit justement d'étoiles à orbites de forte excentricité. Tout cela est pleinement conforme à la théorie de la scission. Après séparation, la période axiale restant constante, il y a allongement de la période orbitale primitivement égale et augmentation de l'excentricité.

Tous les résultats ci-dessus sont encore provisoires et demandent à être contrôlés par des observations plus nombreuses et plus précises. Cependant on peut considérer l'existence de rotations axiales rapides comme un fait bien établi, et le développement de nos connaissances sur les rotations présentera certainement un gros intérêt.

---



## CONCLUSIONS

L'étude de la forme des raies a été déjà très fructueuse. Les observations ont obligé les théories à considérer de plus près les phénomènes qui se passent dans les atmosphères stellaires. On a dû émettre des hypothèses, certaines ont dû être rejetées, d'autres retenues et par cela même nos connaissances se sont améliorées. Presque toutes les questions de physique stellaires ont été complètement renouvelées par l'étude des formes de raies : la composition des étoiles, leur température, l'agitation de leur atmosphère, la gravité à leur surface, leur rotation.

On peut espérer encore de gros progrès. Le traitement de l'ionisation et de l'excitation au sein de l'atmosphère en déséquilibre thermodynamique a besoin d'être précisé. Souvent des valeurs plus correctes des coefficients d'amortissement  $\gamma$  et des forces oscillantes  $f$  sont nécessaires. Ce pourront être des valeurs calculées par la mécanique quantique ou mesurées dans les expériences de laboratoire. Le calcul des coefficients d'absorption continue est encore peu sûr, on manque de renseignements suffisants sur l'efficacité des chocs entre atomes et électrons, là encore des mesures et des calculs théoriques précis seraient désirables.

En liaison avec le développement de notre connaissance des phénomènes physiques, il faudrait effectuer des observations plus nombreuses et plus précises pour contrôler les résultats acquis et poursuivre certaines études à peine ébauchées. On peut espérer que les observations nous poseront toujours de nouveaux problèmes ; leur solution exigera souvent l'introduction d'idées nouvelles qui amélioreront notre connaissance du monde.





## RÉFÉRENCES

- (1) KRAMERS. — *Phil. Mag.*, 1923, **46**, 836.
- (2) GAUNT. — *Phil. Trans. A.*, 1930, **229**, 163.
- (3) SUGIURA. — *Sc. pap. Tokyo*, **17**, n° 339, 89.
- (4) H. N. RUSSEL. — *A. J.*, 1932, **75**, 337.
- (5) R. MINKOWSKY, H. G. MULLER et M. WEBER-SCHÄFER. — *Z. f. Phys.*, 1935, **94**, 172.
- (6) L. S. ORNSTEIN et K. BRINKMAN. — *Proc. Amst.*, 1931, **34**, 498.
- X (7) KOPFERMAN et LADENBURG — *Naturwis.*, 1931, **19**, 513.
- (8) H. N. RUSSEL — *A. J.*, 1929, **70**, 11.
- (9) A. PANNEKOEK. — *Pub. inst. astro. Amst.*, 1935, n° **4**. — Addendum, 1936.
- (10) ROSSELAND. — *Handbuch der. Astrophys.*, III, **1**, 456.
- (11) B. STRÖMGREN. — *Z. f. A.*, 1932, **4**, 150.
- (12) G. MÜLDERS. — *Z. f. A.*, 1936, **11**, 132.
- (13) G. SHAJN. — *M. N.*, 1934, **94**, 643.
- (14) S. GÜNTHER. — *Z. f. A.*, 1933, **7**, 106.
- (15) E. G. WILLIAMS. — *Ann. of Sol. Phys. obs. Camb.*, 1932, **2**, 2<sup>e</sup> partie.
- (16) X V. WEISSKOPF. — *Phys. Zeits.*, 1933, **34**, 1. — *Observatory*, 1933, **56**, 291.
- (17) M. MINNAERT et G. MÜLDERS. — *Z. f. A.*, 1931, **2**, 174.
- (18) C. W. X FFFORD et F. MILLER. — *Phys. Rev.*, 1934, **46**, 283. — 1935, **47**, 330.
- (19) G. H. SHORTLEY. — *Phys. Rev.*, 1935, **47**, 295.
- (20) L. S. ORNSTEIN et KEY. — *Physica*, 1934, **1**, 945. — VAN DER HELD et HEIERMAN. — *Physica*, 1936, **3**, 31.
- (21) R. KING et A. KING. — *A. J.*, 1935, **82**, 377.
- (22) C. W. ALLEN. — *M. N.*, 1936, **96**, 145.
- (23) VOIGT. — *Zits. ber. München*, 1912, 603.
- (24) A. PANNEKOEK. — *M. N.*, 1930, **91**, 139. — 1931, **91**, 519.
- (25) A. D. THACKERAY. — *Observatory*, 1933, **56**, 228.
- (26) SCHUSTER. — *A. J.*, 1905, **21**, 1.
- (27) M. SCHWARZSCHILD. — *Berlin Zits. ber.*, 1914, 1183.
- (28) UNSÖLD. — *Z. f. Phys.*, 1928, **46**, 765.
- (29) E. X MILNE. — *M. N.*, 1928, **89**, 1, 17, 157.
- (30) H. N. RUSSELL. — *A. J.*, 1933, **78**, 239.
- (31) A. EDDINGTON. — *M. N.*, 1929, **89**, 620.
- (32) O. STRUVE et C. T. ELWEY. — *A. J.*, 1934, **79**, 317.
- (33) A. FAIRLEY. — *A. J.*, 1927, **67**, 114.
- (34) KORFF. *A. J.*, 1932, **76**, 291.
- (35) VAN KLÜBER. — *Z. f. A.*, 1933, **6**, 161.
- (36) CHILDS. — *A. J.*, 1933, **77**, 212.
- (37) M. MINNAERT et G. MÜLDERS. — *Z. f. A.*, 1931, **2**, 174.
- X (38) V. D. R. WOOLLEY. — *M. N.*, 1933, **92**, 482.
- (39) H. N. RUSSEL, C. PAYNE-GAPOSCHKIN et MENZEL. — *A. J.*, 1935, **81**, 107.

- (40) ADAMS, JOY, HUMASON, MISS BRAYTON. — *A. J.*, 1935, **81**, 187.
- (41) W. BECKER. — *Z. f. A.*, 1935, **10**, 311. — **11**, 148.
- (42) M. MINNAERT. — *Z. f. A.*, 1935, **10**, 40.
- (43) J. S. PLASKETT. — *M. N.*, 1931, **91**, 870.
- (44) M. MINNAERT et G. MÜLDERS. — *Z. f. A.*, 1930, **1**, 192.
- X (45) V. D. R. WOOLLEY. — *M. N.*, 1930, **91**, 977.
- (46) A. PANNEKOEK. — *Proc. Amst.*, 1931, **34**, 1352.
- (47) UNSÖLD. — *Z. f. Phys.*, 1931, **67**, 523.
- (48) W. WEISSKOPF. — *Ann. der Phys.*, 1931, **9**, 23.
- (49) UNSÖLD. — *Sommerfeld Festschrift*, 1928, 95.
- + (50) V. D. R. WOOLLEY. — *Z. f. A.*, 1932, **5**, 67.
- (51) ROSSELAND. — *A. J.*, 1926, **63**, 218.
- (52) UNSÖLD. — *Z. f. A.*, 1932, **4**, 319.
- (53) A. PANNEKOEK. — *B. A. N.*, 1933, **7**, 151.
- (54) V. D. R. WOOLLEY. — *M. N.*, 1934, **94**, 631.
- (55) B. STRÖMGREN. — *Z. f. A.*, 1935, **10**, 237.
- (56) A. PANNEKOEK. — *M. N.*, 1935, **95**, 725.
- (57) D'AZAMBUJA. — *Ann. de l'Obs. de Paris*, 1930, **8**, 59.
- (58) E. MILNE. — *Phil. Mag.*, 1924, **47**, 209.
- (59) A. PANNEKOEK. — *B. A. N.*, 1927, **3**, 207. — 1927, **4**, 7.
- (60) CILLIÈ. — *M. N.*, 1932, **92**, 820.
- (61) W. ADAMS et H. N. RUSSELL. — *A. J.* 1928 **68**, 9. — 1929, **70**, 11.
- (62) UNSÖLD. — *Z. f. A.*, 1930, **1**, 1.
- (63) SLACK. — *Phys. Rev.*, 1928, **31**, 527.
- (64) SUGIURA. — *Journal de Phys.*, 1927, **8**, 113. — Sc. pap. Tokyo, 1929, **11**, 11
- (65) J. EVERSHERD. — *Observatory*, 1933, **56**, 275.
- (66) M. MINNAERT et SLOB. — *Proc. Amst.*, 1931, **34**, 545.
- (67) O. STRUVE et MORGAN. — *A. J.*, 1932, **76**, 85.
- (68) A. D. THACKERAY. — *M. N.*, 1933, **94**, 99.
- + (69) V. D. R. WOOLLEY. — *Ann. S. P. O.*, **3**, 2<sup>e</sup> partie.
- (70) C. T. ELWEY. — *A. J.*, 1934, **79**, 263.
- (71) O. STRUVE. — *A. J.*, 1933, **78**, 73.
- (72) A. PANNEKOEK. — *Proc. Amst.*, 1931, **34**, 755.
- (73) G. RIGHINI. — *Z. f. A.*, 1935, **10**, 345.
- (74) O. STRUVE et C. T. ELWEY. — *A. J.*, 1934, **79**, 409.
- (75) O. STRUVE. — *A. J.*, 1929, **69**, 173. — **70**, 85.
- (76) C. T. ELWEY. — *A. J.*, 1929, **70**, 141.
- (77) O. STRUVE. — *A. J.*, 1929, **70**, 237.
- (78) C. T. ELWEY et O. STRUVE. — *A. J.*, 1930, **72**, 277.
- (79) A. PANNEKOEK et S. VERWEIJ. — *Proc. Amst.*, 1935, **38**, 480.
- (80) HOLTSMARK. — *Ann. der Phys.*, 1921, **66**, 396.
- (81) MISS E. T. R. WILLIAMS. — *Harvard Circ.* n° 348.
- (82) C. T. ELWEY. — *A. J.*, 1930, **71**, 224.
- (83) J. A. CAROLL. — *M. N.*, 1933, **93**, 478.
- (84) J. A. CAROLL et MISS INGRAM. — *M. N.*, 1933, **93**, 508.
- (85) O. STRUVE. — *A. J.* 1930, **72**, 1.
- (86) G. SHAJN. — *Z. f. A.*, 1933, **6**, 176.
- (87) C. WESTGATE. — *A. J.*, 1933, **77**, 141. — 1934, **78**, 46. — 1934, **79**, 357.
- (88) E. A. KREIKEN. — *M. N.*, 1930, **91**, 251. — 1931, **91**, 501 et 756. — *Z. f. A.* 1935, **10**, 199.



- (89) D. H. MENZEL et C. L. PEKERIS. — *M. N.*, 1935, **96**.
  - (90) BIERMAN. — *Veröf. Sternwarte Göttingen*, 1933.
  - (91) V. D. R. WOOLLEY. — *O.*, 1935, **58**, 297.
  - (92) EINSTEIN. — *Phys. Zeits.*, 1917, **18**, 121.
  - (93) VERWEIJ. — *A. inst. Amst.*, 1936, n° 5.
  - (94) P. SWINGS. — *Z. f. A.*, 1936, **12**, 40.
  - (95) AMBARZUMIAN. — *Pub. Obs. Leningrad*, 1935, **6**, 7.
  - (96) CHANDRASEKHAR. — *M. N.*, 1935, **96**, 21.
  - (97) E. HOPF. — *M. N.*, 1936, **96**, 552.
  - (98) UNSÖLD. — *Z. f. A.*, 1936, **12**, 56.
  - (99) R. O. REDMAN. — *M. N.*, 1936, **96**, 489.
  - (100) L. SPITZER. — *M. N.*, 1936, **96**, 794.
  - (101) E. G. WILLIAMS. — *A. J.*, 1936, **83**, 279.
  - (102) P. SWINGS et O. STRUVE. — *A. J.*, 1936, **83**, 238.
-

## NOTATIONS UTILISÉES

$a$	Poids atomique. — Paramètre.
$A$	Concentration d'atomes en nombre. — Intensité totale.
$A_{21}$	Probabilité de transition spontanée de l'état 2 à l'état 1.
$B, B'$	Fonctions de répartition de l'atome neutre et ionisé.
$B_{21}$	Probabilité de transition induite de l'état 2 à l'état 1.
$B_{12}$	Probabilité d'absorption de l'état 1 à l'état 2.
$c$	Vitesse de la lumière. — $h\nu/4kT$ .
$C$	$= 3/2 \cdot \bar{k}/k(\nu) \cdot h\nu/4kT$ .
$e$	Charge de l'électron.
$E(T), E(\nu, T)$	Densité totale et densité à la fréquence $\nu$ de l'énergie radiative du corps noir à $T$ .
$f, f_{12}$	Force oscillante. — Force oscillante pour la transition $1 \rightarrow 2$ .
$g$	Facteur correctif de la formule de Kramers. — Gravité.
$h$	Constante de Planck. — Coordonnées sur une normale à la surface.
$H$	Hauteur de l'atmosphère au-dessus de la photosphère.
$H, H(\nu)$	Flux d'énergie qui sort de l'étoile à travers l'unité de surface.
$I_{12}$	Densité d'énergie des radiations de fréquence $\nu_{12}$ .
$I(\nu, \theta)$	Intensité du faisceau de fréquence $\nu$ et de direction définie par l'angle $\theta$ .
$J(\nu)$	Densité d'énergie des radiations de fréquence $\nu$ .
$k$	Constante des gaz parfaits rapportée à un atome.
$K, K'$	Constantes d'ionisation de l'atome neutre et ionisé.
$k(\nu)$	Coefficient d'absorption continue par unité de masse répartie sur limité de surface.
$\bar{k}$	Coefficient moyen d'absorption.
$m, m_H$	Masse de l'électron et de l'atome d'hydrogène.
$n$	Concentration en nombre des atomes efficaces ; $= Axyf$ .
$N$	Nombre d'atomes par $\text{cm}^3$ (voir page 34).
$p$	Pression totale.
$p_n$	Poids quantique de l'état $n$ .
$P$	Pression électronique.
$q, Q$	Voir pages 38 et 59.
$r$	Intensité restante.
$s$	Coefficient total d'absorption monochromatique. — Nombre d'électrons de valence équivalents.
$s(\nu)$	Coefficient d'absorption monochromatique à la fréquence $\nu$ .
$s_{1/2}$	Valeur de $s(\nu)$ qui donne $r = 1/2$ .
$T, T_0, T_1$	Températures, de l'atmosphère, de la surface, de la photosphère.
$v, V$	Vitesse moyenne d'un atome, vitesse équatoriale de rotation.
$W$	Dilution des radiations.

$x, x_H, x_m$	Proportion ionisée, d'un élément, de l'hydrogène, des métaux.
$X$	Ionisation générale.
$y_n$	Proportion d'atomes excités à l'état $n$ .
$\beta$	Coefficient d'effet Doppler, $= v/c \cdot \sqrt{2kT/m_H a}$ .
$\gamma, \gamma_m$	Coefficient d'amortissement classique, quantique de l'état $m$ .
$\delta$	Demi-largeur quantique, en fréquence.
$\varepsilon$	Proportion d'atomes excités qui sont désexcités avant réémission spontanée.
$\xi$	Paramètre de profondeur, masse de matière par $\text{cm}^2$ au-dessus de la profondeur $\xi$ ; $d\xi = -\rho dh$ .
$\lambda$	Longueur d'onde.
$\nu, \nu_0, \nu_1, \nu_n$	Fréquence, fréquence centrale d'une raie, fréquence suffisant à arracher un électron à l'état fondamental, à l'état $n$ .
$\nu_{12}$	Fréquence de la radiation émise par transition de l'état 1 à l'état 2.
$\rho$	Masse spécifique.
$\sigma, \sigma', \sigma(\nu), \sigma'(\nu)$	Caractérisent le coefficient d'absorption monochromatique $s$ ou $s(\nu)$ quand $s = \sigma P$ ou $s = \sigma' / P$ .
$\sigma_{1/2}, \sigma'_{1/2}$	Valeurs de $\sigma$ et $\sigma'$ qui donnent $r = 1/2$ .
$\tau, \tau_m$	Profondeur optique, $d\tau = -\bar{k}\rho dh$ . — $\tau_m$ durée de vie moyenne.

---

Saint-Amand (Cher). — Imprimerie R. BUSSIÈRE. — 9-6-1937.

---









# ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

PUBLIÉES SOUS LA DIRECTION DE MM.



**F. ENRIQUES**

De l'Académie *Dei Lincei*  
Professeur à l'Université de Rome

**PHILOSOPHIE ET HISTOIRE  
DE LA PENSÉE SCIENTIFIQUE**

**Ch. FABRY**

Membre de l'Institut  
Professeur à la Faculté des Sciences

**OPTIQUE**

**E. FAURÉ-FREMIET**

Professeur au Collège de France

**BIOLOGIE**

(Embryologie et Histogenèse)

**Ch. FRAIPONT**

Professeur à la Faculté des Sciences  
de Liège

**PALÉONTOLOGIE**

**ET LES GRANDS PROBLÈMES  
DE LA BIOLOGIE GÉNÉRALE**

**Maurice FRECHET**

Professeur à la Sorbonne

**ANALYSE GÉNÉRALE**

**M. L. GAY**

Professeur de Chimie-Physique  
à la Faculté des Sciences de Montpellier

**THERMODYNAMIQUE ET CHIMIE**

**J. HADAMARD**

Membre de l'Institut

**ANALYSE MATHÉMATIQUE  
ET SES APPLICATIONS**

**Victor HENRI**

Professeur à l'Université de Liège

**PHYSIQUE MOLÉCULAIRE**

**A. F. JOFFÉ**

Directeur de l'Institut Physico Technique  
de Leningrad

**PHYSIQUE DES CORPS SOLIDES**

**A. JOUNIAUX**

Professeur à l'Institut de Chimie de Lille

**CHIMIE ANALYTIQUE**

(Chimie-Physique, minérale  
et industrielle)

**N. K. KOLTZOFF**

Directeur de l'Institut de Biologie  
expérimentale de Moscou

Membre honoraire R. S. Edinburgh

**LA GÉNÉTIQUE ET LES PROBLÈMES  
DE L'ÉVOLUTION**

**P. LANGEVIN**

Membre de l'Institut  
Professeur au Collège de France

**I. — RELATIVITÉ**

**II. — PHYSIQUE GÉNÉRALE**

**Louis LAPICQUE**

Membre de l'Institut  
Professeur à la Sorbonne

**PHYSIOLOGIE GÉNÉRALE  
DU SYSTÈME NERVEUX**

**A. MAGNAN**

Professeur au Collège de France

**MORPHOLOGIE**

**DYNAMIQUE**

**ET MÉCANIQUE DU MOUVEMENT**

**Ch. MARIE**

Directeur de Laboratoire  
à l'Ecole des Hautes Etudes

**ÉLECTROCHIMIE APPLIQUÉE**

**Ch. MAURAIN**

Membre de l'Institut  
Doyen de la Faculté des Sciences  
Directeur de l'Institut de Physique du Globe

**PHYSIQUE DU GLOBE**

**André MAYER**

Professeur au Collège de France

**PHYSIOLOGIE**

**Henri MINEUR**

Astronome à l'Observatoire de Paris  
Maître de Recherches

**ASTRONOMIE STELLAIRE**

**Ch. MUSCELEANU**

Professeur à la Faculté des Sciences  
de Bucarest

**PHYSIQUE GÉNÉRALE ET QUANTA**

**M. NICLOUX**

Professeur à la Faculté de Médecine  
de Strasbourg

**CHIMIE ANALYTIQUE**

(Chimie organique et biologique)

**P. PASCAL**

Correspondant de l'Institut  
Professeur à la Sorbonne et à l'Ecole  
Centrale des Arts et Manufactures

**CHIMIE**

**GÉNÉRALE ET MINÉRALE**

**Ch. PÉREZ**

Professeur à la Sorbonne  
**BIOLOGIE ZOOLOGIQUE**

**CATALOGUE SPÉCIAL SUR DEMANDE**





# ACTUALITÉS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES

PUBLIÉES SOUS LA DIRECTION DE MM.



**J. PERRIN**

Membre de l'Institut  
Prix Nobel de Physique  
Professeur à la Faculté des Sciences  
de Paris

**ATOMISTIQUE**

**Marcel PRENANT**

Professeur à la Sorbonne

**I. — BIOLOGIE ÉCOLOGIQUE**  
**II. — LEÇONS DE ZOOLOGIE**

**A. REY**

Professeur à la Sorbonne  
**HISTOIRE DES SCIENCES**

**Y. ROCARD**

Maître de Recherches  
**THÉORIES MÉCANIQUES**  
(Hydrodynamique-Acoustique)

**R. SOUÈGES**

Chef de Travaux  
à la Faculté de Pharmacie

**EMBRYOLOGIE**  
**ET MORPHOLOGIE VÉGÉTALES**

**TAKAGI**

Professeur à l'Université Impériale de Tokyo  
**MATHÉMATIQUES GÉNÉRALES**

**TAMIYA-(HIROSHI)**

Membre du Tokugawa Biologisches  
Institut-Tokyo  
**BIOLOGIE (Physiologie cellulaire)**

**A. TCHITCHIBABINE**

Membre de l'Académie des Sciences  
de l'U. R. S. S.

**CHIMIE ORGANIQUE**  
(Série hétérocyclique)

**Georges TEISSIER**

Sous-directeur de la Station  
Biologique de Roscoff

**BIOMÉTRIE**  
**ET STATISTIQUE BIOLOGIQUE**

**G. URBAIN**

Membre de l'Institut  
Professeur à la Faculté des Sciences de Paris  
**THÉORIES CHIMIQUES**

**Pierre URBAIN**

Maître de Conférences à l'Institut  
d'Hydrologie et de Climatologie de Paris  
**GÉOCHIMIE**

**Y. VERLAINE**

Professeur à l'Université de Liège  
**PSYCHOLOGIE ANIMALE**

**P. WEISS**

Membre de l'Institut  
Directeur de l'Institut de Physique  
de l'Université de Strasbourg  
**MAGNÉTISME**

**R. WURMSER**

Directeur du Laboratoire de Biophysique  
de l'Ecole des Hautes Etudes  
**BIOPHYSIQUE**

## Actualités Scientifiques et Industrielles

Série 1937 (suite) :

504. G. et ED. GUILLAUME. L'Economie rationnelle. Science fondée axiomatiquement.	5 fr.
505. G. et ED. GUILLAUME. L'Economie rationnelle. Son domaine.....	8 fr.
506. G. et ED. GUILLAUME. L'Economie rationnelle. Cycles et interférences du juridique à.....	6 fr.
507. G. et ED. GUILLAUME. L'Economie rationnelle. Les Lois. Le résidu « G ».....	6 fr.
508. G. et ED. GUILLAUME. L'Economie rationnelle. Théories mathématiques.....	15 fr.
509. MORICE LETORT. Les Conceptions actuelles du Mécanisme des réactions chimiques (Cinétique chimique). Première partie : Généralités. Processus élémentaires.....	15 fr.
510. MORICE LETORT. Les Conceptions actuelles du Mécanisme des réactions chimiques (Cinétique chimique). Deuxième partie : Analyse de la réaction globale. Conclusions.....	15 fr.
511. D. M. GOMEZ. Les lois physiques de l'hémodynamique (Leur détermination piézographique).....	12 fr.
512. D. M. GOMEZ et A. LANGEVIN. La piézographie directe et instantanée (Ses applications aux études d'hémodynamique ; contrôle des méthodes mécaniques).....	10 fr.
513. G. A. NADSON. De certaines régularités des changements de la « Matière Vivante » sous l'influence des facteurs externes, principalement des rayons X et du radium..	12 fr.
514. G. A. NADSON. Changements des caractères héréditaires provoqués expérimentalement et la création de nouvelles races stables chez les levures.....	12 fr.

LISTE COMPLÈTE A LA FIN DU VOLUME

